

CONTRIBUTIONS AUX ÉTUDES SUR LE COUPLAGE ÉLECTROACOUSTIQUE DANS LES ESPACES CLOS EN VUE DU CONTRÔLE ACTIF

THÈSE N° 3413 (2006)

PRÉSENTÉE LE 9 JUIN 2006

À LA FACULTÉ SCIENCES ET TECHNIQUES DE L'INGÉNIEUR
Institut de transmissions, ondes et photonique
SECTION DE GÉNIE ÉLECTRIQUE ET ÉLECTRONIQUE

ÉCOLE POLYTECHNIQUE FÉDÉRALE DE LAUSANNE

POUR L'OBTENTION DU GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES

PAR

Pierre-Jean RENÉ

ingénieur diplômé de l'INSA, Rouen, France
et de nationalité française

acceptée sur proposition du jury:

Prof. M. Rossi, directeur de thèse
Prof. A. Garcia, rapporteur
Dr P. Herzog, rapporteur
Prof. J.-P. Thiran, rapporteur



ÉCOLE POLYTECHNIQUE
FÉDÉRALE DE LAUSANNE

Lausanne, EPFL
2006

Je dédie cette thèse à Simone, ma maman.

Version abrégée

Résumé

L'objectif de ce travail était d'analyser le comportement global d'un haut-parleur excitant une salle dans la bande de fréquence de ses premiers modes pour une application de contrôle actif.

L'étude s'est d'abord portée sur le haut-parleur rayonnant en champ libre. Il a été vu comment caractériser un haut-parleur, sur la base des circuits équivalents, montrant le caractère prépondérant de l'impédance de charge. La mesure de pression en champ proche a permis de la déterminer.

Ensuite, le régime stationnaire d'une salle a été modélisé et l'étude s'est portée sur la caractérisation de l'impédance des parois. Elle agit sur les fréquences propres et l'amplitude des modes mais aussi sur l'impédance de charge. Cette dernière qui modifie le débit du haut-parleur par rapport à ce qu'il serait en champ libre a été caractérisée.

Des résultats précédents, il a été possible de calculer avec précision le champ de pression dans un espace clos excité par un haut-parleur en régime établi, en fonction de l'impédance de ses parois.

Dans le contexte du contrôle actif, on s'est intéressé particulièrement à des sons transitoires, c'est pourquoi nous avons étudié le comportement temporel du champ de pression dans une salle excitée par différents types de sons paramétrés. Cela nous a permis de modéliser la réponse de la salle à l'enclenchement de la source ; celle-ci se compose du régime libre et du régime transitoire. Tous deux sont qualifiés sur la base de postulats et d'observations cohérents.

Par la simulation et l'expérimentation systématique, le système haut-parleur - salle a été caractérisé tant pour un son stationnaire que pour un son transitoire, relevant les contraintes s'appliquant au contrôle actif modal.

De nombreuses expérimentations ont permis de se rendre compte de l'efficacité à attendre du contrôle actif modal. Les observations faites dans une salle exposée au bruit d'avion ont montré la prépondérance des basses fréquences. Des directives ont alors été données pour l'installation d'un système de réduction de bruit actif.

L'ensemble de ce travail constitue une base de connaissances électro acoustiques pour la réalisation d'un système de contrôle actif modal.

Mots clés

Haut-parleur électrodynamique, subwoofer, basses fréquences, champ proche, impédance de charge, impédance de rayonnement, interaction électroacoustique, débit, impédance de parois, modes propres, admittance, éléments finis, réverbération, régime libre, régime transitoire, régime variable, réallocation, contrôle actif modal, bruit d'avion.

Abstract

The aim of this work was to analyze the global behavior of a loudspeaker exciting a room in the frequency band of its first modes, for the purpose of active control applications.

First, the loudspeaker in free field was studied. The characterization of a loudspeaker on the base of equivalent circuits has been established, showing the preponderant importance of the load impedance, determined by near field measurements.

Then, the steady state has been modeled and the study has been set on the characterization of the wall impedance, which determines the eigenfrequencies and the amplitude of their modes, as well as charge impedance. The latter which modifies the volume velocity compared with the one in free field, has been characterized.

The previous results enable the precise computation of the pressure field in a closed space and excited by a loudspeaker in steady state, according to the wall impedance.

For active control purposes, transitory sounds are particularly important, therefore the behavior of a sound field in a room excited by several parameterized sounds has been studied in the time domain. The room response to the source activation could therefore be modeled. This response consists of a free and a transitory state, both of which are qualified through coherent assumptions and observations.

Through simulation and systematic experimentation, the loudspeaker-room system has been characterized for a stationary as well as for a transitory sound, revealing the constraints affecting modal active control.

Many experiments showed the efficiency of modal active noise control. Observations presented the importance of low frequencies in the annoyance of airplane noise inside rooms. Directives have been given to install active noise reduction system.

The main part of this work constitutes an electro acoustical knowledge basis to perform modal active noise control.

Keywords

Electrodynamic loudspeaker, subwoofer, low frequency, near field, load impedance, radiation impedance, electroacoustic interaction, volume velocity, wall impedance, room modes, admittance, finite element method, reverberation, free state, transitory state, modulated excitation, reallocation, modal active control, aircraft noise.

Remerciements

Je remercie Monsieur Juan Mosig, directeur du laboratoire d'électromagnétisme et d'acoustique (LEMA-EPFL), d'avoir accepté la présidence de cette thèse et de m'avoir permis d'intégrer ce laboratoire.

Je remercie Monsieur Jean-Philippe Thiran, professeur du laboratoire de traitement des signaux (LTS-EPFL) d'avoir porté son jugement sur ce travail.

Je remercie Monsieur Alexandre Garcia, directeur du laboratoire d'acoustique appliquée du Cnam, pour ses commentaires constructifs sur ce rapport.

J'exprime toute ma gratitude à Monsieur Philippe Herzog, chargé de recherche CNRS au laboratoire d'acoustique et de mécanique LMA à Marseille, pour le vif intérêt qu'il porte à cette recherche et ses nombreux conseils et commentaires pour l'élaboration de ce manuscrit.

Je souhaite remercier Monsieur Mario Rossi, directeur de thèse et professeur au LEMA, pour m'avoir permis de développer cette thématique de recherche et d'avoir partagé son expérience et sa passion en acoustique des salles et électro acoustique tout au long de ces années.

Je tiens à remercier le Professeur Vincent Martin, directeur de recherche au Laboratoire de Mécanique Physique, Université Pierre et Marie Curie, Paris, pour m'avoir ouvert les portes de l'Acoustique (et de la Suisse).

Je remercie toute l'équipe du LEMA et son directeur, pour tous ces bons moments passés ensemble tout au long de ces années.

Un grand merci aux acousticiens du LEMA, Delphine, Xavier, Thomas, Hervé, Philippe, Romuald, Romain, Patrick, Veronique, Olivier, Roland avec qui j'ai eu beaucoup de plaisir à travailler dans la bonne humeur.

Merci à Xavier pour son aide et ses conseils. Merci de m'avoir sorti la tête de l'eau quand je buvais la tasse.

Enfin je ne saurais assez remercier ceux qui m'ont accompagné tout au long de ce travail, mes parents, ma soeur, ma famille et mes amis et particulièrement Céline qui m'a supporté (dans les sens français et anglais) tout au long de ces années. Merci pour ta compréhension et ta patience (et tout le reste).

Table des matières

Version abrégée	ii
Introduction	1
0.1 Situation du problème	1
0.2 Démarche	2
0.3 Présentation du rapport	3
1 Système haut-parleur	5
1.1 Le haut-parleur électrodynamique	5
1.1.1 Description d'un haut-parleur électrodynamique	5
1.1.2 Schéma équivalent acoustique	5
1.1.3 Paramètres de Thiele et Small	8
1.1.4 Impédance de rayonnement	9
1.2 Système haut-parleur à enceinte close	10
1.2.1 Paramètres du système	10
1.2.2 Modèle de Thévenin	12
1.2.3 Champ libre - approximation en salle anéchoïque	13
1.2.4 Comportement temporel d'un système haut-parleur	16
1.3 Bilan	18
2 Acoustique des salles en régime établi	19
2.1 Méthodes analytiques	20
2.1.1 Solution générale de l'équation de Helmholtz	21
2.1.2 Parois "infiniment" rigides	21
2.1.3 Impédance finie des parois	24
2.1.4 Admittance réelle	26
2.1.5 Admittance imaginaire	27
2.1.6 Admittance différente pour chaque paroi	29
2.1.7 Détermination de l'impédance des parois	31
2.2 Mesures et détermination de l'impédance des parois	33
2.3 Acoustique des salles d'écoute aux basses fréquences	34
2.4 Méthodes numériques	36
2.4.1 Utilisation de Femlab	36
2.4.2 Dessin de la salle	36

2.4.3	Conditions aux limites et propriétés de l'espace	37
2.4.4	Calcul des valeurs propres et nombre d'éléments	38
2.4.5	Validation des méthodes numériques	38
2.4.6	La salle réverbérante	40
2.4.7	Résultats et observations	41
2.5	Bilan	44
3	Interaction électroacoustique	45
3.1	Introduction	45
3.2	Observations expérimentales	46
3.3	Prévision et modèle	47
3.4	Influence sur la pression dans l'espace clos	48
3.4.1	Détermination de l'impédance des parois et de l'impédance de charge	49
3.5	Modification de débit dans une situation de contrôle actif	52
3.6	Bilan	52
4	Comportement des salles en régime variable aux basses fréquences	55
4.1	Observations	55
4.1.1	Premières observations	55
4.1.2	Chaîne de mesure	57
4.1.3	Définition des excitations	58
4.2	Caractérisation de la valeur de crête de la réponse aux fréquences propres .	59
4.2.1	Réponse à une salve	59
4.2.2	Postulat	60
4.2.3	Réponse à une excitation modulée sinusoïdalement	62
4.3	Caractérisation du régime variable à des fréquences différentes des fréquences propres	63
4.3.1	Réponse à une salve	63
4.3.2	Fonction d'amplitude	64
4.3.3	Réponse à une enveloppe modulée cosinusoidalement	65
4.3.4	Commentaires	66
4.4	Observations dans le plan temps-fréquence	68
4.4.1	Observation spectrale du régime transitoire et du régime libre	69
4.4.2	Régime libre	70
4.4.3	Pression à l'enclenchement de la source	74
4.4.4	Analyse par la méthode de réallocation dans le plan temps-fréquence	76
4.4.5	Observations spectrales selon la fréquence et l'amplitude de la mo- dulation	78
4.5	Bilan	79
5	Faisabilité du contrôle actif modal	81
5.1	Observations en régime forcé	81
5.1.1	Efficacité du contrôle en fonction du point d'observation	82
5.1.2	Observations après déplacement de la source	84

5.1.3	Sources placées dans des ventres à phases égales	85
5.1.4	Efficacité du contrôle en fonction de la position de la source secondaire	86
5.1.5	Commentaires	88
5.1.6	Contrôle à des fréquences différentes des fréquences propres	88
5.1.7	Commentaires	91
5.2	Etude théorique en régime établi	91
5.2.1	Pression en amplitude et phase	91
5.2.2	Contrôle actif modal avec une seule source	92
5.3	Exemple - mesures sur site	96
5.3.1	Bruit au décollage d'un avion et excitation des modes propres	96
5.3.2	Discrétisation de la fenêtre en sources ponctuelles.	98
5.3.3	Calcul des fréquences propres et champ de pression	98
5.3.4	Mesures de bruit à Vernier	100
5.3.5	Conditions de captation du bruit primaire.	104
5.3.6	Détermination du bruit primaire	105
5.4	Bilan	106
Conclusion		107
A Mesures des paramètres de Thiele et Small		111
A.1	Méthode de mesure	111
A.2	Calculs	111
A.3	Application sur le haut-parleur Audax HT210F0	112
B Mesures du débit du haut-parleur monté sur une enceinte close		113
B.1	Les méthodes	113
B.1.1	Mesures vibratoires	113
B.1.2	Pont d'impédance	113
B.1.3	Pression dans l'enceinte close	113
B.2	Comparaison des méthodes	114
C Calcul d'erreur des paramètres de Thiele et Small		115
C.1	Les paramètres de Thiele et Small	115
D Modes propres de la salle réverbérante calculés avec Femlab.		119
D.1	Modes propres	119
D.2	Plan détaillé de la salle réverbérante.	121
E Teria - site de Malpensa.		123
E.1	Photo satellite du site de Malpensa.	123
F Aéroport international de Genève - site de Vernier.		125
F.1	Photo satellite du site de Vernier et plan du local.	125
Bibliography		127

xii

Nomenclature

130

CV

135

Table des figures

1.1	Coupe schématique d'un haut-parleur électrodynamique	6
1.2	Schéma ou réseau de Kirchhoff d'un haut-parleur monté sur écran infini. . .	6
1.3	Schéma équivalent électrique du haut-parleur monté sur un écran infini. . .	7
1.4	Schéma équivalent acoustique (à gauche) et mécanique (à droite) du haut-parleur monté sur un écran infini.	7
1.5	Partie réelle de l'impédance de rayonnement (à gauche), calculée avec (1.13) (– bleue) et avec (1.15) (– - rouge), et partie imaginaire de l'impédance de rayonnement (à droite), calculée avec (1.14) et (1.17) (– bleue), et avec (1.16) (– - rouge).	10
1.6	Schéma acoustique (gauche) et mécanique (droite) d'une enceinte close avec l'impédance de rayonnement en champ libre.	12
1.7	Débits mesuré (bleu–) et calculé avec (1.29) (rouge - -).	14
1.8	Module et phase de Z_{ag} , mesurés (bleu–) et calculés (rouge - -).	14
1.9	A gauche : pression mesurée en chambre anéchoïque dans l'axe du haut-parleur, à 0,5 cm du dôme(bleu–), à 2,5 cm(rouge - -) et à 5cm (noir -). A droite : différence de niveau de pression mesurée sur le plan défini par la base des suspensions externes à 3,5 cm de l'axe (bleu–) et à 7 cm (rouge - -).	15
1.10	Coupe schématique de la membrane du haut-parleur Audax HT210F0 et localisation de son centre acoustique à 4,5 cm.	15
1.11	Différence des niveaux (gauche) et des phases (droite) des pressions mesurées et calculées à 5 cm, dans l'axe du haut-parleur	16
1.12	p_{HP} (– bleu), p_b (– - noir) et U_{HP} (– rouge) à 30 Hz, 60 Hz et 80 Hz. Les valeurs mesurées ont été multipliées par un coefficient arbitraire, afin de ramener toutes les valeurs sur une échelle permettant de comparer leur évolution temporelle.	17
2.1	Niveau sonore calculé dans la salle '543' avec l'hypothèse des parois rigides en trois positions A(– bleu), B(– - rouge) et C(– . noir).	22
2.2	Niveau de pression dans le plan $z = 1$ m de la salle test selon la fréquence d'excitation entre le mode (1,0,0) à 34,3Hz et le mode (0,1,0) à 42,9Hz. En noir $L_p < 60$ dB et en blanc $L_p > 60$ dB.	23
2.3	Niveau de pression dans le plan $z = 1$ m dans la salle test à 49,25 Hz selon la position x_0 de la source (y_0 et z_0 inchangés). En noir, $L_p < 60$ dB et en blanc, $L_p > 60$ dB.	24

2.4	Niveau de pression devant le haut-parleur dans un tube (à gauche) et dans la chambre réverbérante (à droite). La courbe (–) représente la mesure et la croube (– –), la prévision sans pertes.	25
2.5	Amplitude maximale du mode (1,0,0) à 34,3 Hz, selon la valeur de ξ dans la salle '543'.	27
2.6	Réponse en pression calculée en un point de la salle '543' pour différentes valeurs de σ . Les forts niveaux de pression correspondent aux modes propres, qui voient leurs fréquences propres se décaler selon la valeur de σ . Le premier mode, par exemple, est à la fréquence 34,3 Hz quand $\sigma = 0$, mais à 30 Hz quand $\sigma = 0,1$	28
2.7	Niveau de pression calculé avec des parois d'admittance complexe non nulle (– bleu) et d'amittance nulle (– – rouge).	28
2.8	Niveau de pression dans les cas A (– bleu), B (– – rouge) et C (– . noir). . . .	32
2.9	Niveau de pression mesuré (– bleu) et calculé avec une admittance uniforme $\xi = 0,03$ (– – rouge) et une admittance adaptée (–. noir) dans la cabine RSR. . . .	34
2.10	Modélisation de la salle réverbérante sous Femlab, sans et avec le système haut-parleur sur enceinte close	37
2.11	Différence des niveaux de pression calculés sans perte par voie analytique et par éléments finis.	39
2.12	Niveau de pression du calcul analytique (– bleu)et par éléments finis (– – rouge) avec les parois à admittance non nulle (gauche) et la différence de ces 2 niveaux.	39
2.13	Différence de niveaux de pression calculés par voie analytique en un point de la salle entre une source ponctuelle et 121 sources ponctuelles de débit 121 fois plus petit.	40
2.14	Plan éclaté et dimensions de la salle réverbérante.	40
2.15	pression charge	41
2.16	Répartition de pression des modes 4 et 5 de la salle réverbérante : le mode à 40,55 Hz remplaçant le mode (0,0,1)(gauche) et le mode (2,0,0) à 40,90 Hz en forme de V(droite). La forme du mode (0,0,1) existe à 40,1 Hz mais ne présente pas de maximum aussi important que les deux modes précédents. Les nœuds des modes sont représentés sur les deux figures du haut. La zone de minima de la figure du bas est vert/jaune, celle des maxima en rouge. . .	42
2.17	Niveau de pression dans le coin D de la salle réverbérante mesurée (courbe bleue) et calculée par éléments finis (courbe rouge).	43
3.1	Pression en champ proche et débit du haut-parleur, en salle réverbérante. .	45
3.2	Amplitude du débit en champ libre (bleu –) et dans la salle réverbérante (rouge – –)	46
3.3	Amplitude et phase des impédances acoustiques de charge mesurées en champ libre, Z_{ar} (– bleu) et dans la salle réverbérante, Z_{ac} (– – rouge). . . .	47
3.4	Schéma équivalent acoustique.	47
3.5	Débits calculés du haut-parleur en champ libre (– bleu) et dans la salle '543' (– – rouge)	48

3.6	Différence des pressions calculées avec Z_{ar} et Z_{ac}	49
3.7	Diagramme de principe pour le calcul de la pression dans une salle dont l'impédance des parois est inconnue, mais qu'il est possible de déterminer à partir de mesures. La précision du calcul de pression est fixée ici à $\pm 0,5$ dB.	50
3.8	Pression et débit du haut-parleur mesurés dans la salle réverbérante excitée par deux systèmes haut-parleur en phase (– bleu) et en opposition de phase (– - rouge)	52
4.1	Réponse à une excitation à $f_e = f_s$ en salve (gauche) et modulée à 100% à $f_m = 0,3$ Hz (droite)	56
4.2	Réponse à une excitation à $f_e \neq f_s$ en salve (gauche) et modulée à 50% à $f_m = 0,5$ Hz (droite)	56
4.3	Comportement d'une salle excitée par une salve de durée t_1 , à une fréquence propre f_n	57
4.4	Diagramme de la chaîne de mesure, avec à gauche la chaîne d'émission caractérisée par les réponses impulsionnelles de l'amplificateur de puissance, $h_{amp}(t)$, du haut-parleur, $h_{HP}(t)$; et à droite la chaîne de réception caractérisée par les réponses impulsionnelles du microphone, $h_{mic}(t)$ et du conditionneur pour microphone, $h_{BK}(t)$	57
4.5	Diagramme de la chaîne considérée.	58
4.6	Diagramme de la chaîne de traitement pour obtenir l'enveloppe.	58
4.7	Illustration d'une excitation en salve de 0,2 secondes à 50 Hz (bleu –) et son enveloppe (rouge – -).	59
4.8	Pression acoustique et son enveloppe pour une salve à 34,9 Hz (en bleu), comparée avec une exponentielle croissante (en rouge); représentation complète à gauche et zoom à droite.	60
4.9	Principe de prévision de la valeur de crête de la pression.	60
4.10	Enveloppes de la réponse à une salve à 34,9 Hz mesurée (bleu –) et simulée (rouge – -).	62
4.11	Mesures (bleu o) et simulations (rouge +) des amplitudes instantanées aux excitations modulées suivantes (noir) : ($f_{110} = 34,9$ Hz ; $m = 0,8$; $f_m = 0,1$ Hz) à gauche et ($f_{100} = 20,35$ Hz ; $m = 1$; $f_m = 0,3$ Hz) à droite. Les mesures sont réalisées au coin D de la salle réverbérante, le haut-parleur étant dans l'angle A.	62
4.12	Amplitude instantanée de la pression (rouge) et amplitude instantanée de l'excitation (noir) ($m = 1$ et $f_m = 0,2$ Hz) de l'excitation d'une durée de 35 s.	63
4.13	Amplitude instantanée de la réponse de la salle réverbérante excitée par une salve de 18 s à 44,70 Hz, soit à 0,47 Hz du mode le plus proche.	64
4.14	Mesure et approximation de l'amplitude instantanée de la pression à $f = 34,2$ Hz ($\Delta f = 0,6$ Hz), courbe entière (gauche) et agrandissement (droite)	65
4.15	Mesure et approximation l'amplitude instantanée de la pression à $f = 33,0$ Hz ($\Delta f = 1,8$ Hz), courbe entière (gauche) et agrandissement (droite).	65

4.16	Amplitude instantanée de la pression dans la salle réverbérante excitée par une salve de 18 s à 37 Hz, soit exactement entre les modes à 34,9 Hz et à 40,9 Hz.	66
4.17	Mesure et simulation de l'enveloppe de la réponse à une salve à 44,5 Hz, $\Delta f = 0,67$ Hz.	66
4.18	Mesure et simulation de l'enveloppe de la réponse à une excitation à 44,5 Hz ($\Delta f = 0,67$ Hz) à enveloppe modulée : $f_m = 0,1$ Hz, $m = 1$	67
4.19	Mesure et simulation de l'enveloppe de la réponse à une excitation à 44,5 Hz ($\Delta f = 0,67$ Hz) à enveloppe modulée : $f_m = 0,3$ Hz, $m = 0,9$	67
4.20	Sonogramme d'une salve de 18 s à 40 Hz à gauche et sonogramme d'une salve de 18 s à 45,17 Hz (fréquence propre) à droite.	68
4.21	Il s'agit de déterminer la relation entre le régime libre observé à l'enclenchement, inclus dans le régime transitoire, et celui à la coupure de la source. La zone hachurée représente le régime forcé, où les contributions du régime libre à l'enclenchement devient négligeable.	69
4.22	A gauche, réponse à une salve de 18 secondes, à la fréquence indiquée. A droite, densité spectrale de puissance des 10 premières secondes, à l'enclenchement (bleu -) et densité spectrale de puissance des 10 premières secondes à l'extinction (rouge -).	71
4.23	$L_{\phi_x(f_n)}$ de chaque mode n en fonction de la fréquence d'excitation à l'enclenchement de la source (à gauche) et à l'extinction de la source (à droite). La courbe associée au mode n est celle qui présente son maximum à la fréquence propre f_n	72
4.24	Différence entre les puissances des dix premières secondes à l'enclenchement et à l'extinction de chaque mode n . $n=1$ (bleu -), $n=2$ (vert -), $n=3$ (rouge -), $n=4$ (noir-), $n=5$ (rouge - -), $n=6$ (bleu - -).	73
4.25	Agrandissement du sonogramme à la coupure de la source pour les fréquences d'excitation, $f_e = 43$ Hz à gauche et $f_e = 44,5$ Hz à droite.	74
4.26	Densité spectral de puissance des dix premières secondes des pressions calculées pour des fréquences d'excitations de 22 Hz (bleu) et 38 Hz (rouge) à gauche ; et 30 Hz (bleu) et 40,9 Hz (rouge) à gauche	75
4.27	Forme d'onde d'une salve de 10 secondes à 34,2 Hz mesurée (gauche) et calculée (droite).	75
4.28	Densité spectrale des 10 premières secondes mesurées (gauche) et calculées (droite) à 34,2 Hz.	75
4.29	Sonogramme d'une salve de 20 s à 30 Hz, obtenu par FFT.	77
4.30	Sonogramme d'une salve de 20 s à 30 Hz, obtenu par la méthode de réallocation.	77
4.31	Agrandissement du sonogramme par réallocation à la coupure de la source pour les fréquences d'excitation, $f_e = 43$ Hz à gauche et $f_e = 44,5$ Hz à droite.	78
4.32	Agrandissement du sonogramme à l'enclenchement de la source avec $f_e = 40$ Hz et $f_m = 0,25$ Hz et $m = 1$ à gauche et $m = 0,8$ à droite.	79

5.1	Emplacements de mesure pour le contrôle actif sur les modes (1ère configuration).	82
5.2	Variation du niveau au P8, en fonction du déphasage entre les deux excitations.	84
5.3	Emplacements de mesure pour le contrôle actif sur les modes (2ème configuration).	84
5.4	Emplacements de mesure pour le contrôle actif sur les modes (3ème configuration).	85
5.5	Emplacements du HP de contrôle (4ème configuration).	87
5.6	Niveaux avec HP de contrôle seul et avec les deux HP.	88
5.7	Emplacements de mesure pour le contrôle actif entre les modes	90
5.8	Amplitude (gauche) et phase (droite) de la pression à $f = 45$ Hz, dans la salle '543', dans le plan $z = 1$ m.	91
5.9	Amplitude (gauche) et phase (droite) de la pression à $f = 49$ Hz, dans la salle '543', dans le plan $z = 1$ m.	91
5.10	Amplitude (gauche) et phase (droite) de la pression à $f_{(1,1,0)} = 54,9$ Hz, dans la salle '543', dans le plan $z = 1$ m.	92
5.11	Niveau de pression dans la salle '543', obtenu avec deux sources en deux positions opposées, dont l'excitation est en phase (-) et en opposition de phase(- -).	93
5.12	Pression en un point de la salle '543' avec la source de bruit seule placée dans un coin (-) et avec la source de contre-bruit adaptée dans le coin opposé (- -)	94
5.13	Rapport des débits de la source de contre-bruit et de la source de bruit, en fonction de la position de la source de contre-bruit.	95
5.14	Plan de la pièce à équiper d'un système de contrôle modal.	96
5.15	Sonogramme de l'enregistrement du passage d'un avion au décollage à Malpensa (enregistrements du CSTB et LMA).	97
5.16	Sonogramme de la mesure dans la salle réverbérante du bruit d'avion diffusé par un haut-parleur.	97
5.17	Déphasage des sources sur la fenêtre pour une incidence de l'onde plane en élévation de $\theta_e = 30^\circ$, en fonction de la fréquence(gauche) et phase des sources sur la fenêtre pour une incidence de l'onde plane en azimut de $\theta_a = 45^\circ$, en fonction de la fréquence	98
5.18	Réponse de la salle en fonction du nombre de sources ponctuelles décrivant la fenêtre. Une seule source centrée (bleu), 12 sources (rouge-) et 192 sources (noir - .)	99
5.19	Différence des niveaux de pression acoustique entre le cas où l'onde plane a un angle d'incidence nul et un angle de $\theta_e = 30^\circ$ (rouge-) et $\theta_a = 60^\circ$ (noir - .)	99
5.20	Représentation du survol du BSV.	100
5.21	Angle d'incidence en fonction du temps.	101
5.22	Sonogramme lors du passage d'un avion devant la fenêtre du local à l'extérieur (gauche) et à l'intérieur (droite).	101
5.23	Sonogramme lors du passage d'un avion devant la fenêtre du local à l'extérieur (gauche) et à l'intérieur (droite).	102

5.24	Réponse de la salle (gauche) et rapport entre la pression dehors et dedans lors du passage d'un avion (droite).	102
5.25	Spectres du bruit d'avion mesuré à l'extérieur : global (sur toute la durée du passage soit 40 sec environ), Survol (niveaux pendant les 10 secondes où le niveau L_{eq} est maximum, autour du passage à la verticale de l'avion), 10 sec après survol (niveaux moyens pendant 10 secondes, 10 secondes après le passage à la verticale de l'avion).	103
5.26	Spectres du bruit d'avion mesuré à l'intérieur : global (sur toute la durée du passage soit 40 sec environ), Survol (niveaux pendant les 10 secondes où le niveau L_{eq} est maximum, autour du passage à la verticale de l'avion), 10 sec après survol (niveaux moyens pendant 10 secondes, 10 secondes après le passage à la verticale de l'avion).	104
5.27	Pression rayonnée par le haut-parleur HT210F0 sur une enceinte close de 8 litres en champ libre à 2 m (bleu -) et dans le local de Vernier à la position de travail (rouge - -).	105
B.1	Comparaison du débit mesuré par le vibromètre laser et le microphone dans l'enceinte close	114
D.1	Premier mode axial à $f_{1,0,0} = 20,36$ Hz et deuxième mode axial à $f_{0,1,0} = 26,76$ Hz	119
D.2	Premier mode tangentiel à $f_{1,1,0} = 34,9$ Hz et troisième mode axial mais déformé $f_{0,0,1} = 40,55$ Hz	120
D.3	Quatrième mode axial déformé à $f_{2,0,0} = 40,9$ Hz et deuxième mode tangentiel $f_{1,0,1} = 45,1$ Hz	120
E.1	Photo satellite du site de Malpensa.	124
F.1	Plan du local du site de Vernier. p_{in} et p_{out} sont les points de mesure. . . .	125
F.2	Photo satellite du site de Vernier.	126

Introduction

0.1 Situation du problème

Le projet Teria vise à réduire le bruit dans les locaux à proximité immédiate des aéroports par des moyens actifs. Les mesures réalisées sur site ont permis de montrer l'importance des basses fréquences dans le spectre du bruit d'avion et spécialement à l'intérieur des locaux dont les dimensions sont du même ordre de grandeur que les longueurs d'onde concernées. La forme géométrique des salles qui prévaut dans les habitations est le parallélépipède rectangle. D'un point de vue acoustique, c'est une géométrie peu favorable. En effet, le champ acoustique présente des irrégularités spatiales et fréquentielles importantes. Ces irrégularités sont néfastes à la restitution de musique d'une part, et favorisent d'autre part les niveaux élevés quand un bruit extérieur vient exciter les modes propres. Cette thèse menée dans l'optique de contrôle actif permet de s'intéresser parallèlement aux performances acoustiques d'une salle pour l'écoute.

Morse et Bolt [36] notaient déjà en 1944 que dans une salle de dimensions petites en longueur d'onde, les modes propres se manifestent par de grandes irrégularités spatiales et fréquentielles de pression acoustique. Depuis, de nombreuses études ont caractérisé le comportement d'une salle aux basses fréquences en régime établi et l'influence de l'impédance complexe des parois a été mise en évidence [16]. Nous allons voir dans cette thèse comment la déterminer à partir de la mesure de la pression dans la salle.

Mais l'étude en régime établi n'est pas suffisante puisque toute source de bruit varie dans le temps, en particulier s'il s'agit d'une source musicale. Il s'avère nécessaire d'étudier le comportement temporel d'une salle excitée par une source modulée en amplitude.

Certains phénomènes transitoires des salles aux basses fréquences ont été étudiés comme le régime libre suite à une excitation impulsionnelle [17] et la réverbération, régime libre suivant l'arrêt d'une excitation "longue" [16]. Le régime transitoire à l'enclenchement de la source n'est pas clairement décrit dans la littérature et mérite donc une observation approfondie permettant de le caractériser.

Le système haut-parleur est usuellement utilisé comme source de restitution musicale ou pour le contrôle actif. Comme l'acoustique des espaces clos, le comportement des haut-parleurs a été l'objet de nombreux travaux. Notre étude sera basée sur les travaux de Beranek et de Thiele et Small pour la détermination des paramètres servant à les ca-

racteriser [7]. Nous verrons que l'utilisation de schémas équivalents permet de prendre en compte l'impédance de charge dans le calcul du débit du haut-parleur. En effet, les sources sont souvent considérées comme des sources de débit constant. Les premières recherches [14] [8] basées sur le travail de Waterhouse [55] mettent en évidence l'influence des trois parois les plus proches du système haut-parleur sur la pression rayonnée, mais le haut-parleur est encore assimilé à une source de débit. Cette hypothèse n'est qu'une approximation, particulièrement dans un local aux parois assez rigides. En effet, le débit du haut-parleur dans un local diffère du débit en champ libre. L'impédance de charge devient importante vis à vis de celle en champ libre et n'est alors plus négligeable devant l'impédance de source, spécialement aux fréquences propres du local. Aussi il semble nécessaire de définir cette impédance de charge afin de calculer le comportement global du système composé du haut-parleur sur enceinte close et du local dans lequel il rayonne [44].

Une fois le comportement conjoint d'un haut-parleur source et d'une salle aux basses fréquences caractérisé dans les domaines spatial, fréquentiel et temporel, il est question de déterminer dans un cas réel la faisabilité du contrôle actif d'un point de vue acoustique.

Dans le projet Teria, les moyens actifs choisis consistent à empêcher le bruit de pénétrer à l'intérieur de la pièce d'habitation par un système haut-parleur sur enceinte close placé autour de la fenêtre à l'extérieur. Le spectre du bruit à combattre descendant jusqu'à 40 Hz, le système haut-parleur doit avoir une réponse suffisante à ces fréquences et ainsi le volume clos doit être assez important au regard des dimensions de la fenêtre. Pour des raisons de performance acoustique mais aussi d'esthétique, il est plus approprié de combattre le bruit aux basses fréquences en plaçant la source de contre bruit dans la pièce, on parlera alors de contrôle global ou modal. Dans beaucoup d'applications de contrôle actif, il apparaît que les méthodes sont issues d'une fonction de transfert mesurée qui fait abstraction des phénomènes physiques dans la salle étudiée. Aussi il semble intéressant d'aborder le contrôle actif d'un point de vue plus acoustique.

0.2 Démarche

La démarche adoptée pour le travail qui suit consiste à caractériser puis modéliser les phénomènes audibles qui déterminent la nuisance. Le modèle est considéré comme satisfaisant lorsque l'écart vis-à-vis de la mesure ne dépasse pas ± 1 dB. Nous garderons à l'esprit que l'exigence sur la précision des modèles utilisés se restreint aux limites audibles.

L'expérience montre que l'acousticien est souvent appelé à intervenir à posteriori pour corriger les problèmes acoustiques dans les habitations. Aussi il est fréquent de devoir réaliser des mesures dans un espace habité et ce rapidement. Il s'agit de proposer des méthodes de mesure simples pour qu'elles soient réalisables et capables de donner le maximum d'information sur les caractéristiques d'une salle. Aussi il paraît raisonnable de se limiter à un haut-parleur et un microphone, par exemple pour caractériser le champ de pression d'une salle aux basses fréquences. Celui-ci permettra de déterminer l'impédance des parois et ainsi de connaître à priori la pression dans tout l'espace excité par un système haut-parleur donné. Pour cela il faudra tenir compte de l'interaction entre le haut-parleur et

l'espace clos dans lequel il rayonne.

La thèse porte sur cette problématique et vise à définir les conditions de faisabilité d'un contrôle actif du point de vue strictement acoustique. Cela suppose une connaissance du comportement fréquentiel, spatial et temporel du local à contrôler. Pour cela il semble nécessaire d'exposer une méthode simple de détermination de l'impédance des parois. De plus, le peu de documentation sur le comportement temporel à l'enclenchement d'une source nous encourage à réaliser des mesures afin d'appréhender quels sont les phénomènes audibles à étudier. De manière générale, le travail sera composé systématiquement de la description des observations expérimentales et des modèles choisis décrivant au mieux les phénomènes audibles.

0.3 Présentation du rapport

Cette thèse vise à caractériser le comportement conjoint d'un haut-parleur placé dans un espace clos, dans le domaine des basses fréquences.

Au préalable, on décrit le comportement de chacun par des modèles appropriés.

On commence par le haut-parleur électrodynamique (chapitre1). Après un bref mais nécessaire rappel de ses propriétés, il sera question de définir les modèles appropriés à notre but. De ces modèles seront retenues des méthodes de mesure permettant de caractériser le débit du haut-parleur en fonction de l'impédance de rayonnement.

Dans le chapitre 2, le comportement modal d'un espace excité par un haut-parleur est étudié d'un point de vue spatial et fréquentiel. Différentes méthodes analytiques faisant intervenir l'impédance des parois ou l'amortissement de chaque mode seront utilisées ainsi que les méthodes par éléments finis. Une méthode de détermination de l'impédance des parois sera proposée et mise à l'épreuve.

Le chapitre 3 traite de l'interaction d'une source et de l'espace dans lequel elle est placée. On y montre que l'effet du champ sur la source est loin d'être négligeable, notamment aux fréquences propres. L'impédance de charge sera mesurée et explicitée afin de l'intégrer dans le modèle vu au premier chapitre.

Le chapitre 4 porte sur le comportement temporel : sont étudiés les régimes transitoires et libres aux points de vue théorique et expérimental. Une méthode rapide permettra de caractériser les phénomènes les plus audibles lorsqu'une salle est excitée par un son pur modulé en amplitude.

Enfin le chapitre 5, traite de la faisabilité du contrôle actif au point de vue acoustique, à partir des résultats acquis. Des mesures sur site permettront de choisir les principes les plus à même de réduire la nuisance des bruits d'avion.

Chapitre 1

Système haut-parleur

1.1 Le haut-parleur électrodynamique

La source utilisée dans cette thèse étant un haut-parleur électrodynamique, il est nécessaire d'en connaître les modèles et les propriétés [7]. Après un bref résumé de ses différents composants et de son fonctionnement, notre étude sera basée sur les travaux de Benson [15], Beranek [16], Thiele [52] [53] et Small [47] pour définir les paramètres du haut-parleur utilisé pour nos travaux. Ils permettent de caractériser le haut-parleur seul, mais aussi le système haut-parleur composé du haut-parleur et de son enceinte close. Des modèles plus complexes permettent notamment de caractériser l'influence d'une suspension visco-élastique [42], ce type d'études plus complètes n'ont pas d'utilité ici puisque les différences sur les calculs de pression restent négligeables. Les schémas acoustiques nous permettront de calculer la réponse du système haut-parleur en champ libre. La comparaison avec des mesures valideront la méthode.

1.1.1 Description d'un haut-parleur électrodynamique

Le haut-parleur électrodynamique est le transducteur électroacoustique d'émission le plus répandu. Il convertit une puissance électrique en ondes acoustiques via un moteur électrodynamique à bobine, qui met en mouvement une membrane. Le schéma en coupe du haut-parleur électrodynamique de la figure (1.1) en montre les différentes parties :

- le diaphragme, membrane conique à symétrie circulaire, suspendu élastiquement à sa base par la suspension externe et à son sommet par le spider. Une protection antipoussière en forme de dôme ou dôme inversé ferme son sommet
- la bobine mobile cylindrique, fixée au diaphragme
- le circuit magnétique : aimant et pièces polaires
- le saladier, châssis ajouré en tôle emboutie ou polymère injecté.

1.1.2 Schéma équivalent acoustique

Quand le haut-parleur est placé sur un écran infini, il est considéré comme un piston rigide de surface S_d , de rayon a . Quand il est assez petit par rapport aux longueurs d'onde,

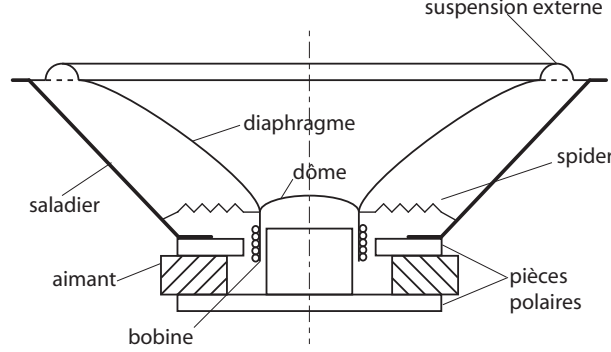


FIG. 1.1: Coupe schématique d'un haut-parleur électrodynamique

il peut même être assimilé à une petite source pulsante rayonnant en demi monopôle [41]. Le haut-parleur peut être représenté par un schéma en réseau de Kirchhoff.

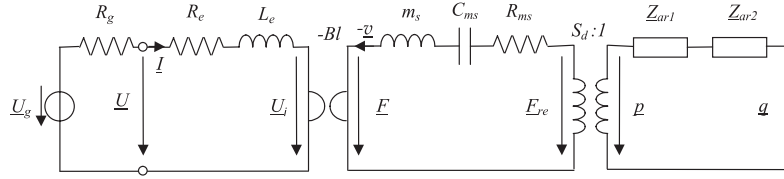


FIG. 1.2: Schéma ou réseau de Kirchhoff d'un haut-parleur monté sur écran infini.

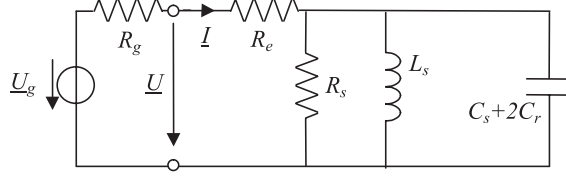
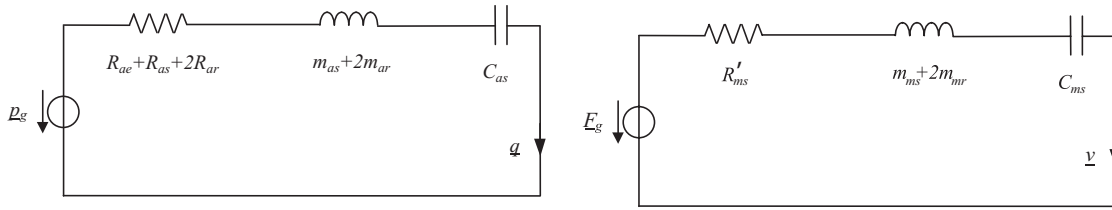
La figure 1.2 met en évidence les différents éléments constituant les parties électrique, mécanique et acoustique d'un haut-parleur. Les coefficients de couplage sont Bl , coefficient de couplage électrodynamique et S_d , surface projetée de la membrane du haut-parleur. La partie électrique inclut l'amplificateur, les câbles et la bobine. Le premier est représenté par une source de tension \underline{U}_g de résistance interne R_g incluant la résistance des fils de liaison. La bobine est représentée par son inductance propre L_e et la résistance R_e équivalente aux pertes électriques et magnétiques dans le moteur. Le système mobile constitue la partie mécanique. Il comporte une masse mobile m_s , une compliance mécanique C_{ms} , inverse de la raideur des suspensions, et une résistance mécanique de pertes R_{ms} . Enfin, quand le haut-parleur est monté sur un écran, la partie acoustique inclut deux impédances : \underline{Z}_{ar1} et \underline{Z}_{ar2} , respectivement les impédances de rayonnement avant et arrière.

Selon les besoins, le circuit de la figure 1.2 peut être remplacé par un schéma équivalent électrique (1.3), mécanique ou acoustique, comme dans la figure 1.4.

Dans le schéma acoustique, on introduit la source de pression \underline{p}_g équivalente à \underline{U}_g comme suit :

$$\underline{p}_g = \frac{\underline{U}_g Bl}{S_d(R_g + R_e)} \quad (1.1)$$

à laquelle on peut faire correspondre la force mécanique

**FIG. 1.3:** Schéma équivalent électrique du haut-parleur monté sur un écran infini.**FIG. 1.4:** Schéma équivalent acoustique (à gauche) et mécanique (à droite) du haut-parleur monté sur un écran infini.

$$\underline{F}_g = Bl\underline{I} = \underline{p}_g S_d. \quad (1.2)$$

De même, on relie simplement le débit \underline{q} avec la vitesse par $\underline{q} = -\underline{v}S_d$.

Les impédances de rayonnement avant et arrière sont considérées identiques et représentées par une masse acoustique de rayonnement m_{ar} et une résistance acoustique de rayonnement R_{ar} . Les éléments R_{ae} , R_{as} , m_{as} et C_{as} sont les équivalents acoustiques des composants électriques et mécaniques présentés à la figure 1.2. Les correspondances sont les suivantes :

$$R_{ae} = \frac{(Bl)^2}{S_d^2(R_g + R_e)} \quad (1.3)$$

$$R_{as} = \frac{R_{ms}}{S_d^2} = \frac{Bl^2}{S_d^2 R_s} \text{ et } R'_{ms} = R_{ms} + S_d^2(R_{ae} + 2R_{ar}) \quad (1.4)$$

$$m_{as} = \frac{m_{ms}}{S_d^2} = C_s \frac{Bl^2}{S_d^2} \quad (1.5)$$

$$C_{as} = C_{ms} S_d^2 = L_s \frac{S_d^2}{Bl^2} \quad (1.6)$$

Les schémas équivalents acoustiques seront plus volontiers utilisés, puisqu'ils permettent de relier via (1.1) la tension aux bornes du haut-parleur au débit du diaphragme. Le schéma (1.4) permet de calculer le débit du haut-parleur sur écran :

$$\underline{q} = \frac{\underline{p}_g}{R_{as} + R_{ae} + R_{ar} + j\omega(m_{as} + 2m_{ar}) + \frac{1}{j\omega C_{as}}} \quad (1.7)$$

1.1.3 Paramètres de Thiele et Small

Le comportement du haut-parleur, monté de différentes manières, est mieux décrit par les paramètres fondamentaux en petits signaux, aussi appelés paramètres de Thiele et Small. Les constructeurs de haut-parleurs fournissent ces paramètres, suffisants pour dimensionner les enceintes closes ou à évent en fonction des performances voulues. Dans le cas d'un haut-parleur monté sur un baffle, les paramètres sont décrits comme suit (cf. [47] [48] [52] [53]) :

- la fréquence de résonance

$$f_s = \frac{1}{2\pi\sqrt{(m_{as} + 2m_{ar})C_{as}}} \quad (1.8)$$

- le facteur de qualité électrique Q_e

$$Q_e = 2\pi f_s(C_s + 2C_r)(R_g + R_e) \quad (1.9)$$

qui devient Q_{es} quand R_g est nul

- le facteur de qualité mécanique Q_{ms} à f_s

$$Q_{ms} = 2\pi f_s(C_s + 2C_r)R_s \quad (1.10)$$

- le facteur de qualité total Q_t à f_s

$$Q_t = \frac{Q_e Q_{ms}}{Q_e + Q_{ms}} \quad (1.11)$$

qui devient Q_{ts} quand R_g est nul

- le volume d'air équivalent V_{as}

$$V_{as} = \rho c^2 S_d^2 C_{ms} \quad (1.12)$$

- la résistance de la bobine R_e
- la surface S_d du piston équivalent au haut-parleur, dont le diamètre $2a$ est habituellement mesuré au milieu de la suspension externe.

Les paramètres de Thiele et Small d'un haut-parleur sont généralement spécifiés par le constructeur, mais, dans les limites des tolérances de production, il peut y avoir des écarts entre différents haut-parleur de même série. Celles-ci encouragent à mesurer les paramètres pour chaque haut-parleur utilisé. Ils peuvent être déterminés à partir d'essais sur écran et sur enceinte close, mais aussi en ajoutant une masse connue sur la membrane pour modifier la fréquence de résonance du système mobile. Ces méthodes ont été utilisées pour déterminer les paramètres du haut-parleur mis en oeuvre dans cette thèse : le Audax HT210 F0 (Annexe A).

1.1.4 Impédance de rayonnement

Les paramètres du haut-parleur connus, il reste à définir l'impédance de rayonnement.

Les approximations aux basses fréquences sont souvent utilisées quand $ka < \sqrt{2}$. C'est le cas pour l'impédance de rayonnement Z_{ar} d'un piston de rayon a . Elle est le plus souvent représentée par l'impédance réduite $z_r = SZ_{ar}/Z_c$. Selon [41] :

$$r_r = 1 - [J_1(2ka)/(ka)] \quad (1.13)$$

$$x_r = S_1(2ka)/(ka) \quad (1.14)$$

avec J_1 et S_1 , respectivement la fonction de Bessel et la fonction de Struve du premier ordre. La bande de fréquence considérée dans cette thèse est limitée au plus à 200 Hz. Pour les basses fréquences, c'est-à-dire $ka < 1$ (ici $ka = 0,3$ à 200 Hz), les approximations suivantes sont usuellement adoptées :

$$r_r \cong \frac{1}{2}(ka)^2[1 - (ka)^2/6] \quad (1.15)$$

$$x_r \cong \frac{8ka}{3\pi}[1 - (2ka^2)/15] \quad (1.16)$$

Mais plusieurs autres variantes sont relevées dans la littérature ([4] [16]) :

$$S_1(2ka) \cong \frac{2}{\pi}(1 - J_0(2ka)) + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{4}{\pi} \frac{J_{2n}(2ka)}{4n^2 - 1} \quad (1.17)$$

$$S_1(2ka) \cong \frac{2}{\pi} - J_0(2ka) + \left(\frac{16}{\pi} - 5\right) \frac{\sin(2ka)}{2ka} + \left(12 - \frac{36}{\pi}\right) \frac{1 - \cos(2ka)}{(2ka)^2} \quad (1.18)$$

Ces deux formulations sont très proches, mais la seconde (1.18) n'est qu'une approximation de la première (1.17). Avec le haut-parleur choisi, $a = 0,084$ m - l'impédance de rayonnement est calculée et représentée à la figure (1.5).

L'allure générale montre une bonne convergence dans les basses fréquences ; au-delà de 200 Hz, c'est-à-dire pour $ka > 0,3$, il est évident que l'approximation basse-fréquence n'est plus valable. Celle de la partie réelle présente une erreur de moins de 0,001% à 100 Hz ($ka = 0,15$) par rapport à la valeur calculée avec l'équation de Bessel. On peut

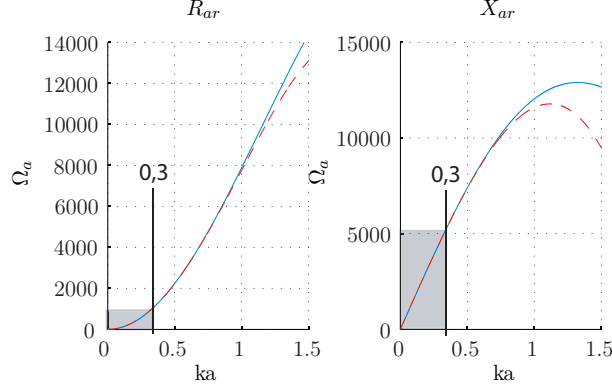


FIG. 1.5: Partie réelle de l'impédance de rayonnement (à gauche), calculée avec (1.13) (— bleue) et avec (1.15) (--- rouge), et partie imaginaire de l'impédance de rayonnement (à droite), calculée avec (1.14) et (1.17) (— bleue), et avec (1.16) (--- rouge).

donc l'utiliser dans la suite des calculs, afin de les alléger. La méthode basse fréquence pour calculer X_{ar} présente un écart de l'ordre de 0,62% à 100 Hz par rapport au résultat trouvé avec l'équation (1.17). Le modèle basse fréquence est donc justifié pour le calcul de \underline{Z}_{ar} . L'observation des valeurs calculées montre qu'aux basses fréquences l'impédance de rayonnement est assimilable à une petite masse qui ne représente que quelques pourcents (ici moins de 5% à 100 Hz) de la masse mobile du haut-parleur. Aussi les approximations basses fréquences sont-elles fréquemment utilisées. Cependant, afin d'éviter une source d'erreurs, les formulations les plus exactes (1.13) et (1.14) sont utilisées dans la suite.

1.2 Système haut-parleur à enceinte close

1.2.1 Paramètres du système

Un système haut-parleur est constitué d'un haut-parleur et d'une enceinte. Dans notre cas, il s'agit d'une enceinte close, coffret rigide fermé, le haut-parleur étant monté sur la face frontale. Dans cette thèse, ce système est le seul utilisé comme le contrôle actif nécessite un délai de groupe le plus faible possible. Et il a été montré que le délai de groupe est en général supérieur avec une enceinte à évent [5] [15].

Quand le haut-parleur est monté sur une enceinte close de volume interne V_b , l'impédance arrière \underline{Z}_{ab} est identifiée comme étant principalement une compliance

$$C_{ab} = \frac{V_b}{\rho c^2} \quad (1.19)$$

à laquelle s'ajoutent une résistance R_{ab} et une masse acoustique m_{ab} . R_{ab} représente les pertes dans l'enceinte, qui augmenteront dans le cas d'une enceinte capitonnée et sont négligeables dans notre cas. Le calcul de m_{ab} nécessite en principe le calcul de l'énergie cinétique dans la cavité. En pratique cette masse acoustique dépend de la valeur de S_d vis à vis de la surface interne de l'enceinte close. Beranek donne la relation $m_{ab} = B_b \rho_0 / \pi a$ avec

B_b un coefficient dépendant du rapport de la surface S_d à la surface interne de l'enceinte sur laquelle le haut-parleur est monté [16].

Comme précédemment, le schéma équivalent acoustique peut être simplifié en un circuit résonnant série identique à (1.4), mais avec de nouvelles valeurs, à savoir la résistance acoustique R_{ac} , la masse acoustique m_{ac} et la compliance acoustique C_{ac} .

$$R_{ac} = R_{ae} + R_{as} + R_{ar} + R_{ab} \quad (1.20)$$

$$m_{ac} = m_{as} + m_{ar} + m_{ab} \quad (1.21)$$

$$C_{ac}^{-1} = C_{as}^{-1} + C_{ab}^{-1} \quad (1.22)$$

De la même manière, les paramètres de Thiele et Small relatifs au haut-parleur monté sur enceinte close sont :

- la fréquence de résonance

$$f_c = \frac{1}{2\pi\sqrt{m_{ac}C_{ac}}} \quad (1.23)$$

- le facteur de qualité électrique Q_{ec} à f_c

$$Q_{ec} = 2\pi f_c C_c (R_g + R_e) \quad (1.24)$$

qui devient Q_{ec0} quand R_g est nul

- le facteur de qualité mécanique Q_{mc} à f_c

$$Q_{mc} = 2\pi f_c C_c R_c \quad (1.25)$$

- le facteur de qualité total Q_{tc} à f_c

$$Q_{tc} = \frac{Q_{ec}Q_{mc}}{Q_{ec} + Q_{mc}} \quad (1.26)$$

qui devient Q_{tc0} quand R_g est nul.

On introduit le facteur de compliance α qui permet de relier directement les fréquences de résonance ainsi que les facteurs de qualité du haut-parleur seul et du système haut-parleur à enceinte close :

$$\alpha = \frac{C_{as}}{C_{ab}} = \frac{V_{as}}{V_b} \quad (1.27)$$

Si l'on néglige m_{ab} et R_{ab} , on peut écrire :

$$\sqrt{1 + \alpha} \cong \frac{f_c}{f_s} \cong \frac{Q_{tc}}{Q_{ts}} \quad (1.28)$$

Le débit d'un haut parleur monté sur une enceinte close peut être calculé à partir des paramètres de Thiele et Small, des spécifications de l'enceinte et de la tension \underline{U}_g :

$$\underline{q} = \frac{\underline{U}_g S d}{Q_{ec} B l} \frac{(j\omega/\omega_c)}{(j\omega/\omega_c)^2 + Q_{tc}^{-1}(j\omega/\omega_c) + 1}. \quad (1.29)$$

1.2.2 Modèle de Thévenin

On cherche à caractériser le système haut-parleur en terme d'impédances. On applique le théorème de Thévenin à notre système haut-parleur à enceinte close, supposé rayonner en champ libre [16].

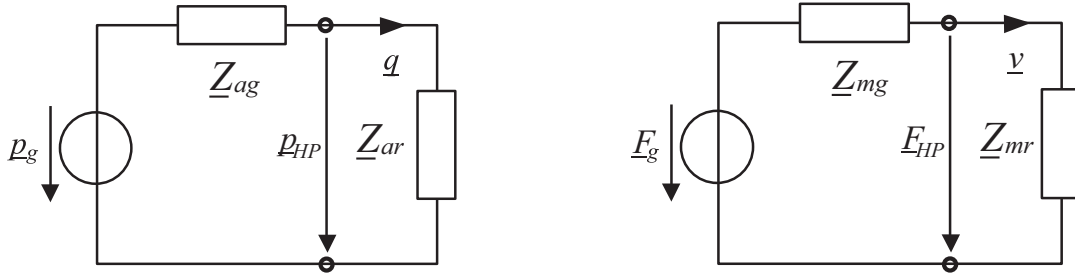


FIG. 1.6: Schéma acoustique (gauche) et mécanique (droite) d'une enceinte close avec l'impédance de rayonnement en champ libre.

L'équation du schéma acoustique est :

$$\underline{p}_g = (\underline{Z}_{ag} + \underline{Z}_{ar})\underline{q} \quad (1.30)$$

avec $\underline{Z}_{ag} = R_{ac} + j\omega m_{ac} + \frac{1}{j\omega C_{ac}}$

$$m_{ac} = m_{as} + m_{ab} = \frac{m_s}{Sd^2} \frac{f_s Q_{es}}{f_c Q_{ec}} \quad (1.31)$$

$$C_{ac} = \frac{C_{as} C_{ab}}{C_{as} + C_{ab}} \quad (1.32)$$

D'après le schéma 1.6, la pression \underline{p}_{HP} peut s'écrire

$$\underline{p}_{HP} = \frac{\underline{Z}_{ar}}{\underline{Z}_{ag} + \underline{Z}_{ar}} \underline{p}_g. \quad (1.33)$$

En champ libre, la seule charge devant le haut-parleur est l'impédance de rayonnement. Mais par la suite, nous verrons que l'impédance de rayonnement, comme nous l'avons

calculée précédemment, n'est plus valable dans un environnement différent du champ libre. Aussi, pour différencier l'impédance de rayonnement en champ libre d'une charge tout autre, nous parlerons d'impédance de charge \underline{Z}_{ac} . La relation (1.33) est généralisable, quelle que soit l'impédance de charge \underline{Z}_{ac} :

$$\underline{p}_{HP} = \frac{\underline{Z}_{ac}}{\underline{Z}_{ag} + \underline{Z}_{ac}} \underline{p}_g \quad (1.34)$$

Il peut être très utile de déterminer comment mesurer et calculer la pression \underline{p}_{HP} puisqu'elle permettrait de calculer \underline{Z}_{ac} facilement à partir des valeurs connues \underline{Z}_{ag} et \underline{p}_g .

Il est aussi possible en utilisant le schéma mécanique (1.6 droite) de déterminer \underline{Z}_{mr} (égal à $\underline{Z}_{ar} S_d^2$) avec \underline{v} et \underline{F}_g . La mesure de \underline{v} est réalisable avec un accéléromètre ou un vibromètre laser et la mesure de l'intensité \underline{I} qui traverse la bobine permet d'obtenir $\underline{F}_g = Bl\underline{I}$. On choisit de conserver le schéma acoustique et d'en mesurer les grandeurs.

1.2.3 Champ libre - approximation en salle anéchoïque

Le débit d'un haut-parleur monté sur enceinte close vient d'être exprimé dans les conditions de rayonnement en champ libre. La salle anéchoïque permet de recréer approximativement ces conditions. Les grandeurs du schéma (1.6) que l'on peut estimer sont \underline{p}_g via la tension aux bornes du haut-parleur, le débit \underline{q} et la pression \underline{p}_{HP} devant la membrane du haut-parleur. Selon le schéma de la figure (1.6), il est possible de déterminer \underline{Z}_{ar} et \underline{Z}_{ag} avec

$$\underline{Z}_{ar} = \frac{\underline{p}_{HP}}{\underline{q}} \text{ et } \underline{Z}_{ag} = \frac{\underline{p}_g}{\underline{q}} - \underline{Z}_{ar}. \quad (1.35)$$

Toutes les variables contenues dans les équations (1.35) sont mesurables. Par la suite, les valeurs mesurées et calculées vont être comparées. Le débit est mesuré par l'intermédiaire de la pression dans l'enceinte \underline{p}_b , en utilisant la relation suivante :

$$\underline{q} = j\omega C_{ab} \underline{p}_b. \quad (1.36)$$

A l'annexe B, cette méthode est confrontée à deux autres. Elle est valable tant que l'enceinte close se comporte comme une compliance, c'est-à-dire très en dessous de la première fréquence propre de l'enceinte (ici très en dessous de 400 Hz) et avec $R_{ab} \simeq 0$ et $m_{ab} \simeq 0$. Les débits en champ libre selon (B.1) à partir des mesures de \underline{p}_b et calculé avec (1.29) sont représentés sur la figure (1.7). On note une légère différence, due aux erreurs d'estimations des paramètres de Thiele et Small. Ces calculs d'erreurs sont détaillés en annexe C. L'influence des erreurs d'estimation du débit sur la pression rayonnée s'avère négligeable puisque inférieure à ± 1 dB. De plus ces erreurs sont très faibles au voisinage de la résonance du système, dans la plage de fréquence au centre de nos préoccupations.

La tension \underline{U}_g aux bornes du haut-parleur est mesurée et \underline{p}_g calculée avec l'équation (1.1). Il est alors possible, connaissant \underline{p}_g et \underline{q} , de déduire \underline{Z}_{ag} avec (1.35) et \underline{Z}_{ar} calculé. Les valeurs sont comparées avec celles mesurées (figure 1.8).

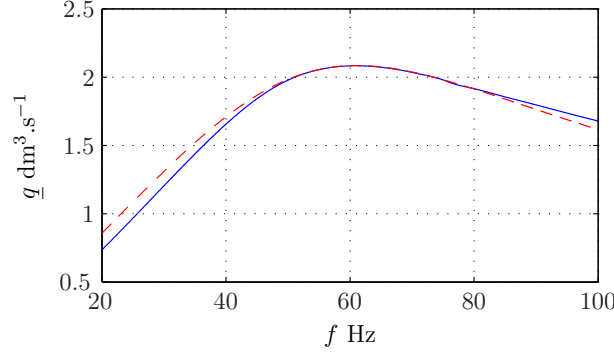


FIG. 1.7: Débits mesuré (bleu-) et calculé avec (1.29) (rouge - -).

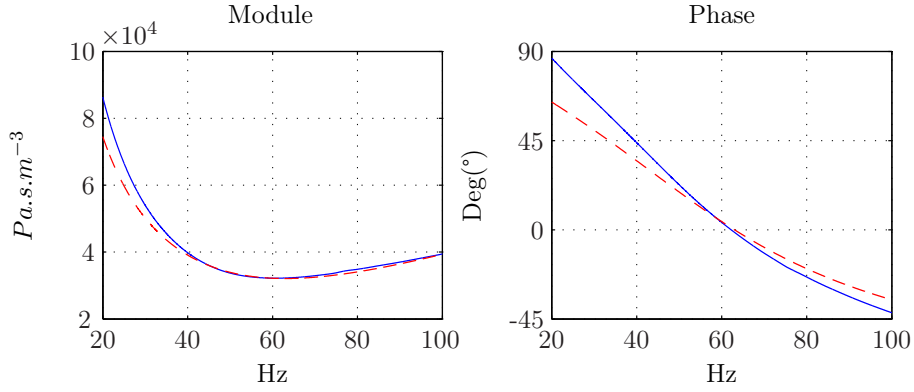


FIG. 1.8: Module et phase de Z_{ag} , mesurés (bleu-) et calculés (rouge - -).

Dans le schéma (1.6), la pression p_{HP} aux bornes de l'impédance de rayonnement est par définition la pression moyenne exercée sur la membrane du haut-parleur. Il s'agit de savoir si cette pression est mesurable et quelle est sa réalité physique. On cherche à mesurer contre le cône, puisque Z_{ar} est défini à la surface de la membrane.

Keele [20] discute de la possibilité de calculer et mesurer la pression en champ proche du haut-parleur. Il préconise de réaliser la mesure le plus près possible du dôme à l'intérieur du cône. Le but ici est de trouver où mesurer la pression p_{HP} pour vérifier la relation (1.35). On va donc chercher la position exacte qui donne la valeur la plus proche de p_{HP} .

Différentes mesures sur la membrane du haut-parleur montrent les niveaux de pression en fonction de la distance d par rapport à la base de la membrane, dans l'axe du haut-parleur. On observe aussi les différences de niveau sur un rayon de la surface définie par la base des suspensions externes. Les mesures de pression sont réalisées en champ proche du haut-parleur. On peut dire que l'on se trouve dans le champ proche si les deux conditions suivantes sont vérifiées :

- la distance d normale à la membrane du haut-parleur est négligeable devant le rayon

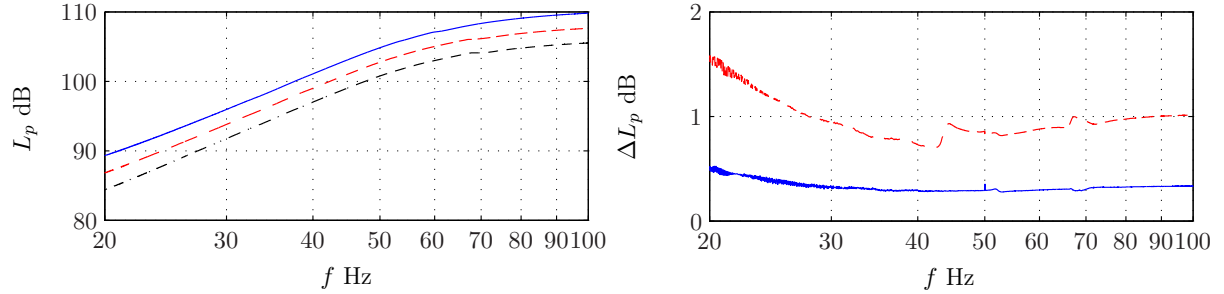


FIG. 1.9: A gauche : pression mesurée en chambre anéchoïque dans l'axe du haut-parleur, à 0,5 cm du dôme(bleu—), à 2,5 cm(rouge - -) et à 5 cm (noir -.). A droite : différence de niveau de pression mesurée sur le plan défini par la base des suspensions externes à 3,5 cm de l'axe (bleu—) et à 7 cm (rouge - -).

a du piston plan équivalent au haut-parleur : $d \ll a$

- la distance d est négligeable devant la longueur d'onde λ de la fréquence de l'excitation $d \ll \lambda$.

La relation ci-après lie la pression en champ proche à la distance d dans l'axe du piston [20] :

$$\underline{p} = \frac{2\rho c q}{\pi a^2} \sin \left[\frac{k}{2} (\sqrt{d^2 + a^2} - d) \right] \quad (1.37)$$

Comme $d \ll \lambda$, la pression ne varie pratiquement pas sur le cône (figure 1.9). On cherche la distance d pour laquelle \underline{p} selon (1.37) est égal à $\underline{p}_{HP} = \underline{Z}_{ar} q$, une solution est trouvée pour $d = 1,4$ cm. Cette distance d n'a pas de réalité physique puisqu'elle est référencée au piston plan équivalent [42].

Il reste donc à mesurer cette distance d qui permette de connaître l'impédance de rayonnement et, de la même manière, n'importe quelle impédance de charge. Au préalable, il faut définir par rapport à quelle référence cette distance peut être mesurée. La base de la membrane est définie comme origine comme illustré dans la figure (1.10). Les mesures

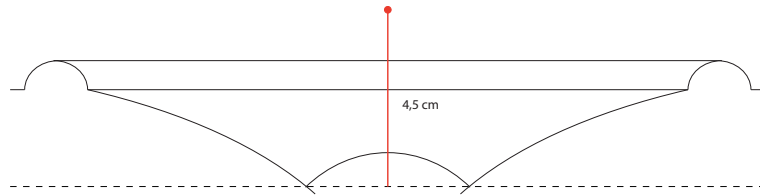


FIG. 1.10: Coupe schématique de la membrane du haut-parleur Audax HT210F0 et localisation de son centre acoustique à 4,5 cm.

montrent que la pression mesurée dans l'axe à $4,5 \pm 0,1$ cm de la base du cône (1.10) est la plus voisine de celles calculées avec la relation (1.35).

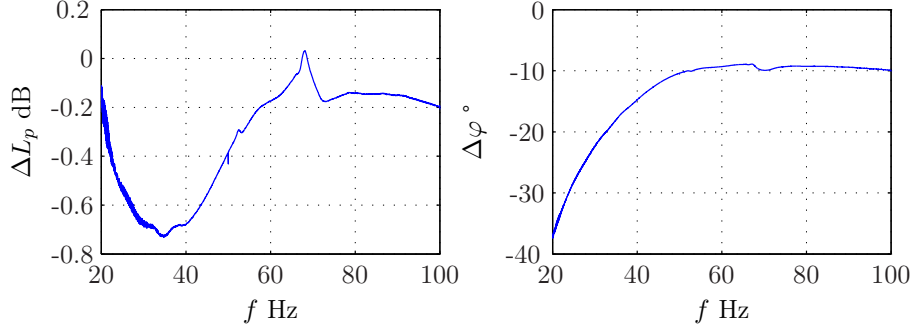


FIG. 1.11: Différence des niveaux (gauche) et des phases (droite) des pressions mesurées et calculées à 5 cm, dans l'axe du haut-parleur

Ces mesures permettent donc à partir de \underline{p}_{HP} et \underline{q} d'estimer l'impédance de rayonnement. Dans le chapitre suivant cette même technique sera utilisée pour estimer l'impédance de charge d'une salle au comportement modal important.

1.2.4 Comportement temporel d'un système haut-parleur

Comme tout système physique, le haut-parleur présente des régimes transitoires, aussi bien à l'enclenchement qu'à l'extinction. Plusieurs grandeurs sont directement mesurables : la tension aux bornes du haut-parleur, ainsi que la pression dans l'enceinte close, pour obtenir le débit, et la pression devant le haut-parleur. Afin de déterminer le comportement temporel du haut-parleur, il est excité par des salves à fréquence fixe. Une série de mesures à 30 Hz, 60 Hz et 80 Hz montre que la pression dans l'enceinte, donc le débit, se stabilise après une période et que le régime transitoire à la coupure s'amortit très rapidement.

La réponse du haut-parleur à une salve à diverses fréquences basses montre que le temps de réponse est très court et l'amortissement à la coupure de l'excitation élevé. Pour notre bande de fréquence, la pression atteint le régime établi en moins de 2 périodes. A la coupure, l'amortissement dure au maximum un quart de période à la fréquence de résonance du système.

La mesure de pression devant le haut-parleur montre le phénomène transitoire connu et expliqué par Freedman et Harris ([25] [27]) d'un piston sur baffle plan alimenté brusquement.

Ce dernier phénomène, très court dans le temps, sera pris en compte seulement si d'autres phénomènes étudiés simultanément sont du même ordre de durée.

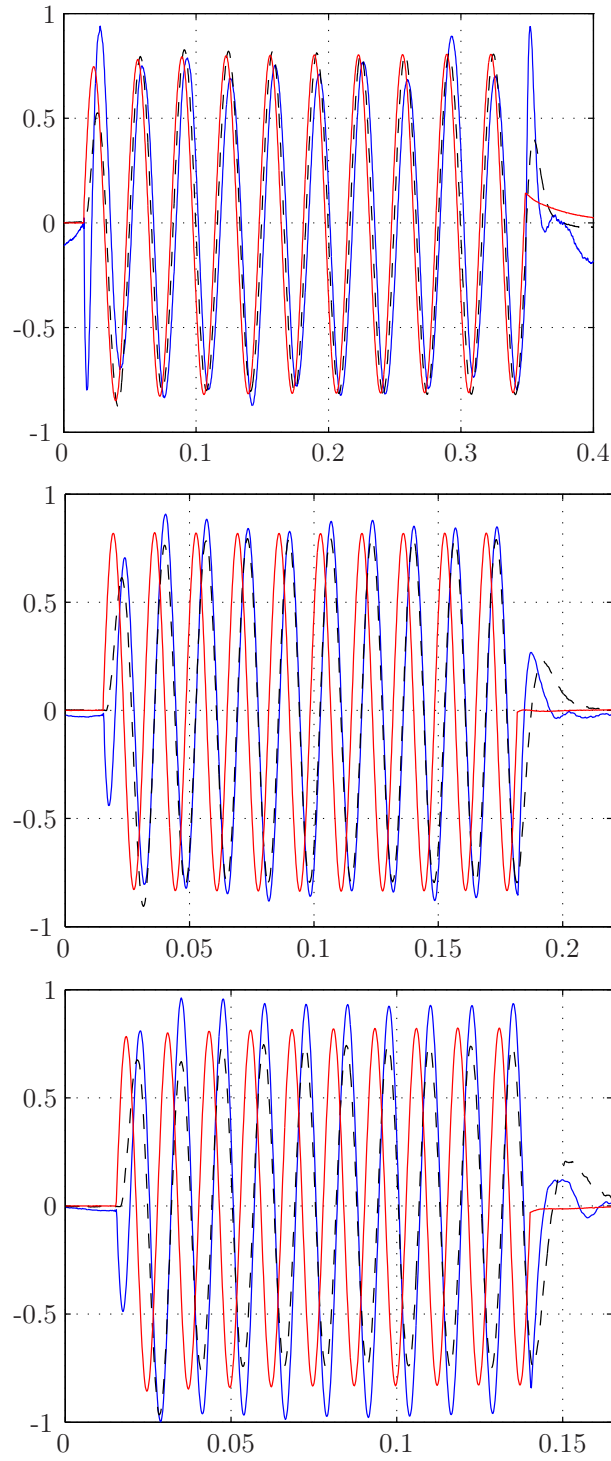


FIG. 1.12: p_{HP} (— bleu), p_b (- - noir) et U_{HP} (— rouge) à 30 Hz, 60 Hz et 80 Hz. Les valeurs mesurées ont été multipliées par un coefficient arbitraire, afin de ramener toutes les valeurs sur une échelle permettant de comparer leur évolution temporelle.

1.3 Bilan

Le recours à des schémas équivalents a permis de donner un modèle adéquat du haut-parleur électrodynamique, en vue de l'étude de l'interaction électroacoustique entre le champ dans un espace clos et l'excitation du haut-parleur.

En particulier, le théorème de Thévenin a conduit à la définition d'une impédance de charge acoustique plus générale que l'impédance de rayonnement en $2\pi\text{sr}$. Une méthode de détermination de l'impédance de rayonnement, par la mesure du champ proche du haut-parleur, a été proposée et vérifiée.

Ces démarches constituaient le préalable indispensable à notre propos.

Chapitre 2

Acoustique des salles en régime établi

L'acoustique des salles fait appel à trois méthodes, selon les dimensions de l'espace et la bande de fréquence concernées. Pour les fréquences dont les longueurs d'ondes sont de l'ordre de grandeur des dimensions, le comportement relève de la théorie modale, présentée dans ce chapitre.

Pour les fréquences plus élevées, la densité modale devient suffisante et on a la possibilité d'utiliser les méthodes statistique et géométrique. La fréquence de Schroeder f_{Sch} (2.1) définit la limite à partir de laquelle le comportement de la salle est décrit par l'acoustique statistique [46]. Au delà de f_{Sch} , les modes obliques prédominent et la répartition de pression devient suffisamment uniforme pour calculer la pression quadratique moyenne dans le volume de la salle ([18]).

f_{Sch} est définie comme suit :

$$f_{Sch} = 2000\sqrt{T_{60}/V} \quad (2.1)$$

avec T_{60} , le temps de réverbération et V , le volume de l'espace. Au-delà de cette fréquence, on considère le champ de pression uniforme, on parle de champ diffus. Plusieurs travaux [32] [34] discutent de la valeur de la f_{Sch} en fonction des dimensions de l'espace, de l'écart entre les fréquences propres et des pertes aux parois. Mais pour les locaux usuels, l'approximation de Schroeder reste suffisante. En effet, il a été choisi de travailler bien en dessous de la fréquence de Schroeder, et de se concentrer sur les modes suffisamment distincts les uns des autres. Ce choix se justifie par le fait que les premiers modes présentent les niveaux de pression les plus élevés et sont ainsi au centre des préoccupations quand il s'agit de diminuer le bruit dans un local.

Par exemple, dans une pièce d'habitation de volume $V = 75\text{m}^3$, avec un temps de réverbération moyen de $T_{60} = 0,75$ s, la fréquence de Schroeder est de 200 Hz.

Dans le cadre de cette thèse, il s'agit de trouver l'impédance de charge correspondant à un espace clos dont les premiers modes sont excités. Pour cela, il est nécessaire d'appréhender ce qu'est le comportement modal d'une salle et notre intérêt se porte plus particulièrement sur les méthodes modales appliquées à des pièces de dimensions de 2 à 10 m et au domaine de fréquence limité aux basses fréquences jusqu'à 200 Hz. Dans cette configuration, on a affaire à un système à propagation où les conditions aux limites sur les

frontières conduisent à des problèmes aux valeurs propres.

L'étude modale est aussi nécessaire quand il s'agit de connaître la réponse d'une salle d'écoute. En fonction de la position de l'auditeur et des sources, le champ de pression présente des irrégularités spatiales et fréquentielles néfastes à la reproduction sonore.

L'attrait du cinéma à la maison, avec le DVD et ses pistes de son multicanal 5.1, et plus marginalement l'essor de la musique multicanale, amène les systèmes de reproduction domestiques à se compléter d'un caisson de basse, enceinte dédiée à la reproduction des très basses fréquences. De manière plus générale, les musiques actuelles utilisent de plus en plus les premières octaves audibles et de nouveaux problèmes se posent. Nous allons profiter de l'étude menée ici pour les soulever.

Les méthodes analytiques, basées notamment sur les travaux de Morse et Ingard [37] et de Kuttruff [31], seront comparées aux méthodes par éléments finis, et il sera question de déterminer l'impédance des parois nécessaire à une modélisation fidèle. L'influence de cette impédance sera analysée en détail. Le choix est fait de limiter les mesures nécessaires à la caractérisation des parois d'une salle à une mesure en pression, méthode la plus simple à mettre en oeuvre dans une salle éloignée du laboratoire et de son matériel, avec un haut-parleur donné. Tous les calculs de ce chapitre utilisent le débit complexe du système haut-parleur sur enceinte close étudié au premier chapitre.

2.1 Méthodes analytiques

On a vu au chapitre précédent que le débit d'un système haut-parleur dépend de son impédance de source et de son impédance de charge. Dans une salle, cette impédance acoustique est pour l'instant inconnue. Afin de la déterminer, il est utile d'étudier le comportement d'un espace clos sur ses premiers modes avec une source de débit connu et indépendant de la charge. Dans ce chapitre, le débit utilisé pour tous les calculs est celui du système haut-parleur étudié plus haut en champ libre.

L'acoustique ondulatoire permet, à partir des caractéristiques d'une source et de la géométrie de l'espace, de déterminer le champ acoustique en tout point. L'équation des ondes [39] a la forme

$$\Delta p - \frac{1}{c^2} \partial_t^2 p = 0 \quad (2.2)$$

En régime harmonique, la pression sera de la forme $\underline{p}e^{j\omega t}$, avec \underline{p} la pression complexe ou phaseur. On peut alors écrire l'équation de Helmholtz (2.3) avec, en coordonnées cartésiennes, $\underline{p} = \underline{p}(x, y, z)$ et k , le nombre d'onde.

$$\Delta \underline{p} + k^2 \underline{p} = 0 \quad (2.3)$$

2.1.1 Solution générale de l'équation de Helmholtz

La source est assimilée à un monopôle de débit \underline{q} . Ce dernier est calculé à partir des équations vues au chapitre précédent et des mesures de tension aux bornes du haut-parleur. Nous utilisons la solution générale de l'équation de Helmholtz (2.4)

$$\underline{p}(x, y, z) = j\underline{q}\omega\rho_0 \sum \frac{\underline{\psi}_n(x, y, z)\underline{\psi}_n(x_0, y_0, z_0)}{\underline{K}_n(\underline{k}_n^2 - k^2)} \quad (2.4)$$

où ψ_n et k_n sont les fonctions propres et respectivement les valeurs propres, et dépendent de l'impédance des parois. Ces grandeurs et K_n ont des formulations très variables selon les hypothèses faites sur les parois. Elles sont explicitées dans les sections suivantes. Il peut être utile de détailler l'influence des différents termes de l'équation (2.4). Les fonctions propres attribuent un facteur compris entre -1 et 1 à chaque mode, en fonction des positions de la source et du microphone. Au dénominateur, la différence $k_n^2 - k^2$ donne l'allure à la résonance en fonction de la fréquence, c'est-à-dire un pic avec son maximum à la fréquence f_n . La sommation de toutes ces résonances avec chacune sa propre amplitude, dépendant des positions de source et d'observation, est effectuée. La pression sur la bande de fréquence choisie est obtenue par multiplication de cette somme avec la dérivée du débit calculé.

On peut dès à présent remarquer la réciprocité des positions de la source et du microphone dans les espaces clos. En effet, si la source est placée en (x, y, z) , nous trouvons la même pression au point (x_0, y_0, z_0) que lorsque la source était en (x_0, y_0, z_0) .

2.1.2 Parois "infiniment" rigides

Nous allons tout d'abord considérer les parois infiniment rigides et appréhender le comportement général d'une salle de test. L'étude qui suit concerne un espace parallélépipédique de dimensions l_x, l_y, l_z . Il est nécessaire de caractériser chaque paroi par son impédance. L'impédance \underline{Z} en un point à la surface de la paroi est définie comme le rapport de la pression à la vitesse normale, soit $\underline{Z} = \underline{p}/\underline{v}_n$. L'hypothèse des parois infiniment rigides permet d'obtenir simplement les fréquences propres ainsi que le champ de pression des modes associés. Cette hypothèse consiste à considérer l'impédance des parois \underline{Z} très grande, ce qui équivaut aux conditions aux limites $\partial_x \underline{p}_x = 0$ pour $x = 0$ et $x = l_x$. Il en est de même pour \underline{p}_y et \underline{p}_z . Dans la littérature [37], les valeurs et fonctions propres sont les suivantes :

$$\underline{k}_n = k_{n0} = \pi \sqrt{\left(\frac{n_x}{l_x}\right)^2 + \left(\frac{n_y}{l_y}\right)^2 + \left(\frac{n_z}{l_z}\right)^2} \text{ et } k_{n0} = \omega_{n0}/c \quad (2.5a)$$

$$\underline{\psi}_n(x, y, z) = \psi_{n0}(x, y, z) = \cos \frac{\pi n_x x}{l_x} \cos \frac{\pi n_y y}{l_y} \cos \frac{\pi n_z z}{l_z} \quad (2.5b)$$

$$\underline{K}_n = K_{n0} = \frac{V}{\epsilon_{n_x} \epsilon_{n_y} \epsilon_{n_z}} \quad (2.5c)$$

avec $\epsilon_{n=0} = 1$ et $\epsilon_{n>0} = 2$. Quand on est dans le cas des parois infiniment rigides, k_n et K_n portent l'indice "0" et sont des grandeurs réelles.

En utilisant ces expressions (2.5) dans l'équation (2.4) pour une salle de volume $V = l_x l_y l_z$, il est possible de calculer la pression acoustique en tout point (x,y,z) , connaissant la position (x_0, y_0, z_0) du monopôle de débit \underline{q} . Nous remarquons immédiatement que pour $\omega = \omega_n$ la pression résultante tend vers l'infini. Il est évident que ceci n'a pas de réalité physique et montre déjà les limitations de l'hypothèse des parois infiniment rigides. Cependant, cette formulation permet de se familiariser rapidement avec les modes propres. Pour illustrer ces concepts, le champ de pression est calculé dans une salle virtuelle de dimensions $l_x = 5\text{m}$, $l_y = 4\text{m}$, $l_z = 3\text{m}$, appelée par la suite, salle '543'. Aux fréquences propres, le champ de pression présente des maxima, les ventres, et des minima, les nœuds.

Selon les applications et les informations recherchées pour une salle, il faut considérer tantôt la dépendance spatiale, tantôt celle fréquentielle.

No	Index modal	Fréquence (Hz)	No	Index modal	Fréquence (Hz)
1	1,0,0	34,30	6	2,0,0	68,60
2	0,1,0	42,86	7	0,1,1	71,46
3	1,1,0	54,90	8	1,1,1	79,26
4	0,0,1	57,17	9	2,1,0	80,90
5	1,0,1	66,67	10	0,2,0	85,75

TAB. 2.1: Fréquences propres de la salle '543'

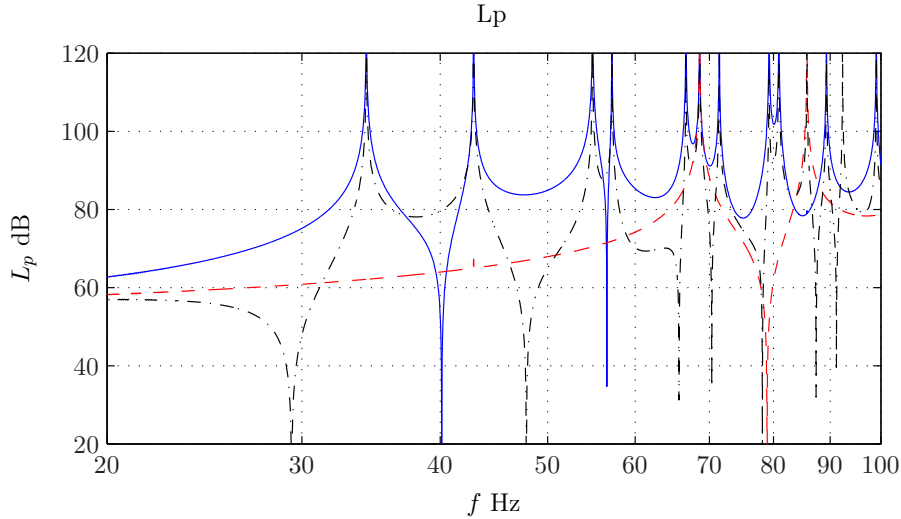


FIG. 2.1: Niveau sonore calculé dans la salle '543' avec l'hypothèse des parois rigides en trois positions A(- bleu), B(- - rouge) et C(- . noir).

Une fois les fréquences propres calculées (tableau 2.1), le niveau sonore peut être déterminé en tout point. Suivant le point de mesure, le niveau sonore sera très variable aux basses fréquences (figure 2.1). Dans notre salle test '543', nous calculons le champ de pression de 20 à 100 Hz en trois points de la salle : A(5;3;1), au centre B(2,5;2;1,5) et C(1,8;2,7;1,2).

On note les caractéristiques d'une réponse modale, des niveaux de pression très grands sur les modes et très faibles aux nœuds selon le point d'observation. Logiquement, la position centrale B ne présente qu'un premier pic au sixième mode, puisque étant sur les axes nodaux des 5 premiers modes.

D'un point de vue spatial, l'analyse de l'expression 2.4 donne des indications sur le champ de pression modal. Les fonctions propres donnent à chaque mode leur forme dans l'espace et la différence $k^2 - k_n^2$ détermine leur amplitude. Plus la fréquence d'excitation est proche de la fréquence du mode, plus le mode sera prédominant dans le calcul de pression global.

De la même manière, il est possible de représenter le champ de pression à une fréquence sur la surface $(x, y, z = 1)$. Il est intéressant de voir le comportement de la salle à des fréquences entre les fréquences propres ; il s'avère que les ventres ne sont plus présents, mais que les minima le sont. En effet, contrairement aux ventres, les minima n'apparaissent pas qu'aux fréquences propres et sont du même ordre de grandeur que les nœuds proprement dit, aussi, dans la suite, on appelle nœud toute zone de minima à une fréquence propre ou pas. La littérature ne parle pas des nœuds de pression et dans une optique de salle d'écoute il est nécessaire de se pencher sur le problème. Leur emplacement change avec la fréquence d'excitation et la position. Ainsi sur la figure (2.2), la position des nœuds du mode $(1,0,0)$ change progressivement pour se placer sur le plan de symétrie orthogonal et former de la sorte le mode $(0,1,0)$ lorsque la fréquence de l'excitation varie de f_{100} à f_{010} . Il faut donc retenir que les ventres n'apparaissent qu'aux fréquences propres, alors que les nœuds sont présents sur toute la bande de fréquence. Cette constatation a été naturellement vérifiée par des mesures dans une salle réelle.

Dans cette configuration de source et de salle(2.2), il apparaît qu'un auditeur placé au centre de la pièce sera situé dans une zone de nœuds de pression, entre les deux premiers modes. Il aura une sensation de manque de basses fréquences.

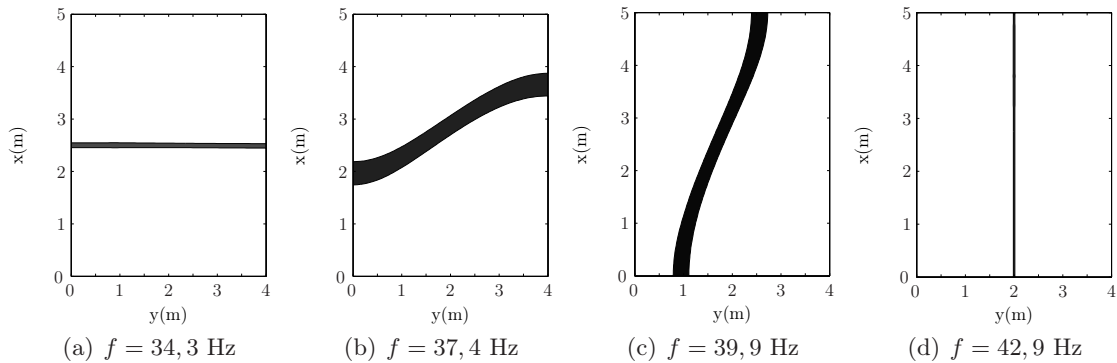


FIG. 2.2: Niveau de pression dans le plan $z = 1 \text{ m}$ de la salle test selon la fréquence d'excitation entre le mode $(1,0,0)$ à 34,3Hz et le mode $(0,1,0)$ à 42,9Hz. En noir $L_p < 60 \text{ dB}$ et en blanc $L_p > 60 \text{ dB}$.

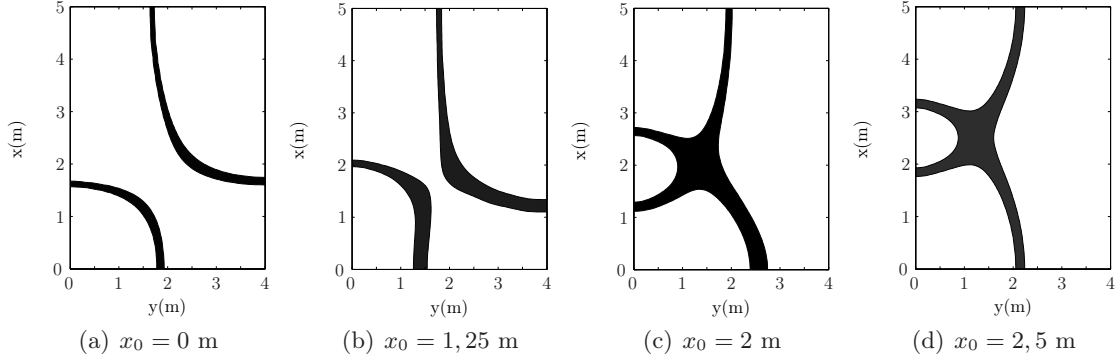


FIG. 2.3: Niveau de pression dans le plan $z = 1$ m dans la salle test à 49,25 Hz selon la position x_0 de la source (y_0 et z_0 inchangés). En noir, $L_p < 60$ dB et en blanc, $L_p > 60$ dB.

De même, pour une fréquence donnée, le champ de pression sera radicalement différent suivant la position de la source, comme on peut le voir à la figure (2.3).

Ces différents calculs rendent compte des limitations du modèle de parois rigides : les niveaux observés sur les modes étant trop grands. L'expérience montre que l'on a des valeurs finies, étant donné que l'énergie acoustique est dissipée dans l'air et sur les parois. L'absorption lors de la propagation dans l'air dépend de la température, de la pression, de l'humidité et de la fréquence. Dans les conditions standards et aux fréquences basses, l'absorption dans l'air ne dépasse pas 10^{-3} dB/m ([41]). Elle peut donc être négligée ici, mais il est évident que l'amortissement dû à l'impédance finie des parois doit être pris en compte.

2.1.3 Impédance finie des parois

Les calculs précédents font l'hypothèse de parois infiniment rigides, c'est à dire sans pertes. Or la pression acoustique agit sur la paroi et crée un mouvement de celle-ci. Dans certains cas, les différentes parties de la paroi sont peu couplées entre elles, aussi on peut considérer que le mouvement normal d'une portion de la paroi est uniquement dépendant de la pression acoustique sur cette zone. La paroi est dite à réaction localisée. Ce modèle très général s'avère utilisable dans notre cas où seules les parois assez rigides sont considérées et les expériences le confirment.

On introduit alors l'impédance acoustique \underline{Z} , rapport de la pression sur la vitesse normale.

La figure (2.4) illustre ce que sont les pertes aux parois. La comparaison des calculs faits plus haut avec l'hypothèse des parois rigides avec des mesures montre un décalage plus ou moins important entre les valeurs propres mesurées et calculées, et des différences d'amplitudes essentiellement aux fréquences propres (figure 2.4). Il est évident que l'impédance des parois doit être considérée et déterminée avec précision, afin d'avoir un modèle proche de la réalité.

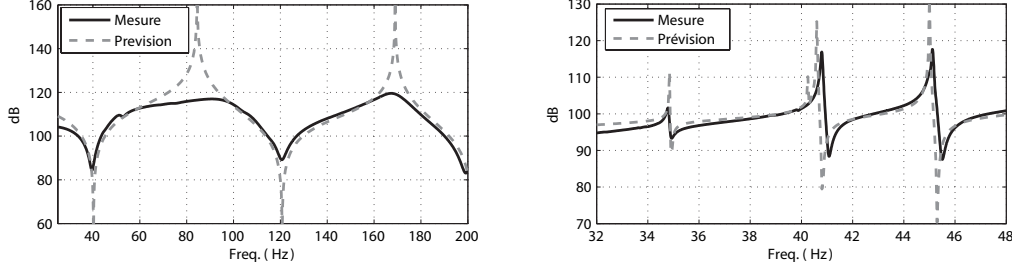


FIG. 2.4: Niveau de pression devant le haut-parleur dans un tube (à gauche) et dans la chambre réverbérante (à droite). La courbe (—) représente la mesure et la courbe (---), la prévision sans pertes.

On définit l'impédance réduite ζ d'une paroi et, son inverse, l'admittance réduite β comme suit :

$$\underline{\zeta} = \frac{\underline{Z}}{\underline{Z}_c} = \theta + j\chi \text{ et } \underline{\beta} = \frac{\underline{Z}_c}{\underline{Z}} = \xi + j\sigma. \quad (2.6)$$

Le produit $\underline{Z}_c = \rho c$ est appelé impédance acoustique caractéristique du milieu. On déduit de (2.6) :

$$\xi = \frac{\theta}{\theta^2 + \chi^2} \text{ et } \sigma = -\frac{\chi}{\theta^2 + \chi^2}. \quad (2.7)$$

Comme le précise Kuttruff [31], une conductance ξ non nulle influera sur les pertes. Selon si elle est positive ou négative, la susceptance σ a respectivement l'effet d'une compliance ou d'une masse, et décale les fréquences propres.

Les conditions aux limites s'écrivent alors

$$\underline{Z} \frac{\partial p}{\partial n} + j\omega \rho_0 \underline{p} = 0 \quad (2.8)$$

ou, en utilisant l'impédance réduite ζ :

$$\underline{\zeta} \partial_n \underline{p} + jk \underline{p} = 0 \text{ ou } \partial_n \underline{p} + jk \underline{\beta} \underline{p} = 0 \quad (2.9)$$

le symbole ∂_n définissant la différentiation partielle dans la direction normale sortante de la paroi.

Les valeurs propres du problème sont données par l'équation (2.5a) si l'impédance des parois est supposée infinie. Au contraire, pour une admittance $\underline{\beta} \neq 0$ mais assez faible, $\underline{\beta} \ll 1$, les formulations suivantes, données par Morse et Ingard [37], sont adoptées :

$$\underline{k}_n = k_{n0} + \frac{jk}{2k_{n0}} \left(\frac{\epsilon_{n_x}(\underline{\beta}_{x0} + \underline{\beta}_{x_{l_x}})}{l_x} + \frac{\epsilon_{n_y}(\underline{\beta}_{y0} + \underline{\beta}_{y_{l_y}})}{l_y} + \frac{\epsilon_{n_z}(\underline{\beta}_{z0} + \underline{\beta}_{z_{l_z}})}{l_z} \right) \quad (2.10a)$$

$$\underline{K}_n = V \left(1/2 + \frac{\sin(\pi \underline{\eta}_{xn_x})}{2\pi \underline{\eta}_{xn_x}} \right) \left(1/2 + \frac{\sin(\pi \underline{\eta}_{yn_y})}{2\pi \underline{\eta}_{yn_y}} \right) \left(1/2 + \frac{\sin(\pi \underline{\eta}_{zn_z})}{2\pi \underline{\eta}_{zn_z}} \right) \quad (2.10b)$$

$$\underline{\psi}_n = \cos \left(\underline{\eta}_{xn_x} \frac{\pi x}{l_x} - j \underline{\beta}_{x0} \frac{kl_x}{\pi \underline{\eta}_{xn_x}} \right) \cos \left(\underline{\eta}_{yn_y} \frac{\pi y}{l_y} - j \underline{\beta}_{y0} \frac{kl_y}{\pi \underline{\eta}_{yn_y}} \right) \cos \left(\underline{\eta}_{zn_z} \frac{\pi z}{l_z} - j \underline{\beta}_{z0} \frac{kl_z}{\pi \underline{\eta}_{zn_z}} \right) \quad (2.10c)$$

avec les coefficients ci-dessous :

$$\underline{\eta}_{x0} = -\frac{1}{\pi j} \sqrt{(-jkl_x(\underline{\beta}_{x0} + \underline{\beta}_{xl_x}))} \text{ pour } n_x = 0 \quad (2.11a)$$

$$\underline{\eta}_{xn_x} \simeq n_x + j \frac{kl_x}{\pi^2 n_x} (\underline{\beta}_{x0} + \underline{\beta}_{xl_x}) \text{ pour } n_x \geq 1 \quad (2.11b)$$

Les admittances β_{x0} et β_{xl_x} sont respectivement celles de la paroi en $x = 0$ et $x = l_x$. Les nombres (n_x, n_y, n_z) entiers ($n_x = 0, 1, 2, \dots$) permettent de caractériser la forme du mode. Par exemple, le mode $(n_x = 1, n_y = 0, n_z = 0)$ sera le premier mode axial avec un plan nodal au centre de la plus grande dimension, l_x .

Ces expressions sont utilisées dans l'expression (2.4), afin de calculer la pression $\underline{p}(x, y, z)$ dans une salle de dimensions (l_x, l_y, l_z) en fonction de la position de la source de débit \underline{q} et de l'impédance des parois.

2.1.4 Admittance réelle

Si l'on ne considère que l'admittance $\underline{\beta} = \xi$ et si le couplage de modes est suffisamment faible pour être négligé, il est courant de simplifier l'équation (2.4). Pour chaque mode n , on introduit le facteur d'amortissement γ_n , défini par :

$$\gamma_n = \frac{c}{2} \left(\epsilon_{n_x} \frac{\xi_{x0} + \xi_{xl_x}}{l_x} + \epsilon_{n_y} \frac{\xi_{y0} + \xi_{yl_y}}{l_y} + \epsilon_{n_z} \frac{\xi_{z0} + \xi_{zl_z}}{l_z} \right) \quad (2.12)$$

qui devient

$$\gamma_n = c\xi \left(\frac{\epsilon_{n_x}}{l_x} + \frac{\epsilon_{n_y}}{l_y} + \frac{\epsilon_{n_z}}{l_z} \right) \quad (2.13)$$

si ξ est considérée uniforme pour chaque paroi.

En remplaçant ξ par γ_n dans les expressions (2.4, 2.10 et 2.11) et en négligeant certains termes [31], on trouve l'expression de la pression suivante :

$$\underline{p} = j\omega\rho\underline{q} \sum \frac{\psi_{n0}(\omega, x, y, z) \psi_{n0}(\omega, x_0, y_0, z_0)}{K_{n0}(k_{n0}^2 - k^2 + 2jk \frac{\gamma_n}{c})}. \quad (2.14)$$

avec ψ_n , k_n et K_n selon (2.5). Cette relation donne les mêmes résultats que celle de Morse et Ingard (2.4), mais se limite à prendre en compte la conductance acoustique, la réactance étant négligée.

Le facteur d'amortissement du mode n , γ_n , peut être calculé directement à partir de la mesure de la pression acoustique [31]. La largeur de la bande de fréquence Δf_n autour de la résonance à -3 dB permet de déterminer

$$\gamma_n = \pi \Delta f_n. \quad (2.15)$$

Cette méthode permet d'associer à chaque mode un facteur d'amortissement à partir de son facteur de qualité, sans connaissance à priori de l'impédance des parois. Elle est cependant assez restrictive puisqu'elle ne permet pas de calculer avec exactitude les fréquences propres. Aussi les calculs sur des salles réelles utiliseront les relations (2.4) et (2.10).

Morse et Ingard différencie l'impédance de chacune des 8 parois. Nous pouvons en première approximation considérer une admittance globale β et appliquer cette hypothèse à notre salle '543'. La figure (2.5) montre que l'amortissement du premier mode axial

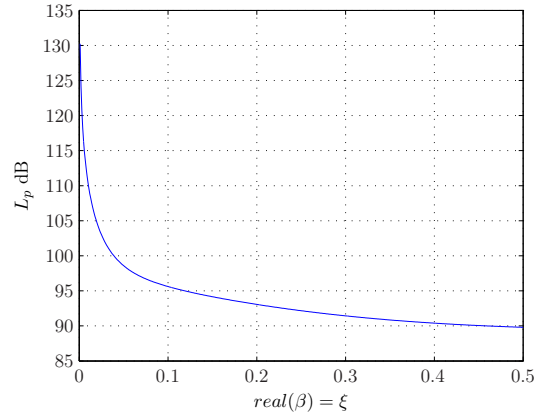


FIG. 2.5: Amplitude maximale du mode (1,0,0) à 34,3 Hz, selon la valeur de ξ dans la salle '543'.

est déjà important pour des valeurs faibles de ξ . L'hypothèse de départ $\xi \leq 0,1$ semble donc vraisemblable pour une salle aux parois assez rigide puisqu'elle permet d'obtenir des amortissements de l'ordre de grandeur de ceux observés.

2.1.5 Admittance imaginaire

Comme il a été dit plus haut, quand $\underline{\beta} = j\sigma$, les fréquences propres sont décalées. L'équation (2.10a) montre qu'une valeur de σ constante ne provoque pas le même décalage des fréquences propres selon le mode concerné. Pour notre salle virtuelle '543', la susceptance prend des valeurs de $-0,1$ à $0,1$, respectant l'hypothèse d'un $\beta \ll 1$.

Pour une susceptance nulle, les fréquences propres correspondent bien à celles de la salle aux parois rigides, pour $\sigma < 0$, la paroi réagit comme une masse et augmente la

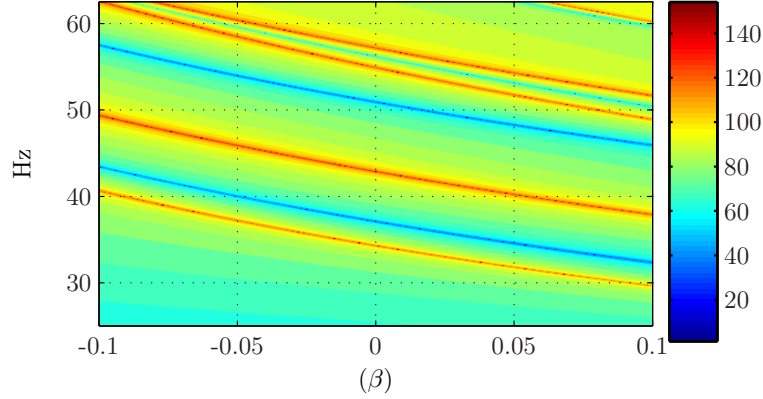


FIG. 2.6: Réponse en pression calculée en un point de la salle '543' pour différentes valeurs de σ . Les forts niveaux de pression correspondent aux modes propres, qui voient leurs fréquences propres se décaler selon la valeur de σ . Le premier mode, par exemple, est à la fréquence 34,3 Hz quand $\sigma = 0$, mais à 30 Hz quand $\sigma = 0,1$.

fréquence de résonance, alors que pour $\sigma > 0$, le comportement s'apparente à celui d'une compliance, en réduisant les fréquences de résonance ([37]). En effet si l'admittance a une partie imaginaire de la forme $j\omega m$, dans (2.10a) il apparaît que k_n augmente.

Si nous nous concentrons sur les 4 premiers modes de la figure (2.6), il est possible par lecture d'une fréquence, de déterminer pour chaque mode la valeur correspondante de susceptance.

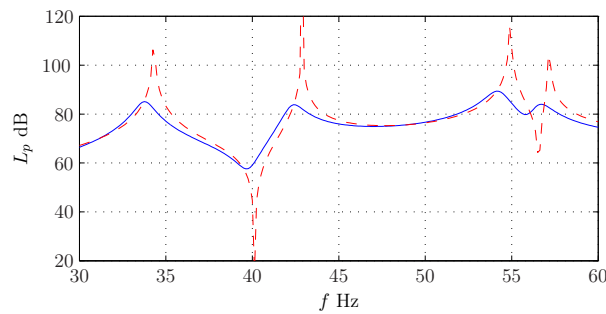


FIG. 2.7: Niveau de pression calculé avec des parois d'admittance complexe non nulle (- bleu) et d'admittance nulle (- - rouge).

Il a été fait l'hypothèse de parois à admittance faible, et donc à susceptance faible. Il en résulte de faibles variations de fréquences propres par rapport à celles calculées avec l'hypothèse des parois rigides. Un autre facteur de variation est la fluctuation de la célérité du son due aux variations de température. Dans toute mesure et tout calcul, on doit tenir compte de la célérité comme fonction de la température. Ainsi, dans la salle réverbérante

par exemple, le mode (1,0,0) verra sa fréquence propre varier de +0,1 Hz entre 20°C et 21,5°C. Il apparaît que ces écarts sont du même ordre de grandeur que ceux engendrés par la susceptance. Dans le cas où la susceptance reste à déterminer, il faudra veiller à tenir compte de la température pendant la mesure et tout calcul devrait aussi intégrer une part d'incertitude due à la température.

2.1.6 Admittance différente pour chaque paroi

Nous avons fait l'hypothèse simplificatrice de parois toutes de même admittance. Ceci peut être vrai pour certains cas, mais, par exemple, le sol, le plafond et une cloison légère peuvent avoir un comportement très différent. Il est donc intéressant de calculer ce qu'une ou plusieurs parois différentes peuvent modifier dans la forme des modes, ainsi que les fréquences associées. Le tableau (2.2) présente ces résultats, toujours dans '543'. Les

Mode	$\sigma = 0$	$\sigma_{x_0} = -0,01$	$\sigma_{y_0} = -0,01$	$\sigma = 0,01$	$\sigma_{x_0} = 0,001$	$\sigma_{y_0} = 0,001$
(1,0,0)	34,30 Hz	34,41 Hz	34,37 Hz	33,77 Hz	33,87 Hz	33,83 Hz
(0,1,0)	42,88 Hz	42,93 Hz	43,01 Hz	42,32 Hz	42,37 Hz	42,44 Hz
(1,1,0)	54,91 Hz	55,02 Hz	55,04 Hz	54,24 Hz	54,34 Hz	54,36 Hz
(0,0,1)	57,17 Hz	57,22 Hz	57,24 Hz	56,56 Hz	56,61 Hz	56,62 Hz
(1,0,1)	66,67 Hz	66,78 Hz	66,74 Hz	65,96 Hz	66,05 Hz	66,02 Hz
(2,0,0)	68,60 Hz	68,71 Hz	68,67 Hz	68,07 Hz	68,16 Hz	68,13 Hz

TAB. 2.2: Fréquences propres en fonction de la susceptance. La susceptance est égale sur toutes les parois pour les 3 premières colonnes, sauf $\sigma_{x_0} = -0,01$ pour la deuxième et $\sigma_{y_0} = -0,01$ pour la troisième; ensuite $\sigma = 0,01$ pour toutes les parois, sauf $\sigma_{x_0} = 0,001$ pour la cinquième colonne et $\sigma_{y_0} = 0,001$ pour la dernière.

fréquences propres avec les parois rigides sont d'abord rappelées dans la première colonne. Après, nous admettons que toutes les parois ont la même admittance $\beta = 0$, sauf la paroi en $x = 0$, avec $\beta_{x_0} = -j0,01$. Toutes les fréquences propres sont légèrement modifiées, mais, plus que les autres, celles des modes axiaux ou tangentiels faisant intervenir l'axe x . Nous admettons ensuite que la paroi en $y = 0$ a une susceptance différente des autres, à savoir $\beta_{y_0} = -j0,01$ et les autres $\beta = 0$. Les résultats diffèrent des précédents, cette fois ce sont les fréquences propres des modes liés à la paroi en $y = 0$ qui sont les plus modifiées. Il semble donc qu'une seule paroi différente des autres influe sur la globalité des fréquences propres et spécialement sur les fréquences liées à l'axe associé à la paroi, comme le montre l'équation (2.11).

Ces observations montrent que la susceptance d'une seule paroi a de l'influence sur toutes les fréquences propres, spécialement celles des modes faisant intervenir l'axe orthogonal à la paroi. Cependant, la valeur des fréquences propres variant peu, il devrait être possible, tant quelles sont assez rigides, d'adopter une susceptance globale σ pour toutes les parois.

Suivant le même raisonnement, chaque paroi peut avoir une absorption différente. Dans

ce cas là, il est encore possible d'utiliser l'une des deux formulations vues précédemment, à savoir (2.4) et (2.14). Avec la deuxième, chaque mode est traité de manière individuelle et chacun peut avoir un coefficient d'amortissement très différent des autres. Il devient plus difficile de relier cette formulation aux parois, puisque chaque mode sera amorti sans pour autant connaître la conductance exacte de chaque paroi. Si l'impédance des parois est connue, on utilisera la formulation de Morse et Ingard (2.4) ; et plutôt (2.14), dans le cas où l'amortissement de chaque mode est déterminé expérimentalement.

Dans la suite, la conductance seule est modifiée et l'observation se porte cette fois sur l'amplitude du mode, les fréquences propres n'étant pas dépendantes de ce facteur. Là aussi, il est utile de représenter des exemples dans un tableau. Ce sont les niveaux

Mode	$\xi = 0,0005$	$\xi_{x_0} = 0,01$	$\xi_{y_0} = 0,01$	$\xi = 0,01$	$\xi_{x_0} = 0,05$	$\xi_{y_0} = 0,05$
(1,0,0)	119,0 dB	106,1 dB	109,2 dB	93,9 dB	88,8 dB	90,4 dB
(0,1,0)	121,4 dB	112,3 dB	106,5 dB	95,6 dB	93,1 dB	90,2 dB
(1,1,0)	127,2 dB	115,0 dB	113,5 dB	100,8 dB	96,2 dB	95,2 dB
(0,0,1)	121,6 dB	113,4 dB	112,2 dB	-	-	-
(1,0,1)	126,3 dB	114,9 dB	117,7 dB	101,4 dB	98,3 dB	99,2 dB
39,69 Hz	41,2 dB	54,4 dB	52,9 dB	66,6 dB	71,2 dB	70,5 dB
a	0,38	1,29	1,52	7,52	11,36	12,32

TAB. 2.3: Niveau de pression aux fréquences propres en fonction de la conductance. La conductance est égale à $\xi = 0,0005$ pour toutes les parois dans les 3 premières colonnes, sauf la paroi des $x = 0$ dans la deuxième colonne, avec $\xi_{x_0} = 0,01$ et $y = 0$ dans la troisième, avec $\xi_{y_0} = 0,01$. Il en est de même pour les trois dernières colonnes.

de pression aux fréquences propres qui nous permettent de quantifier l'effet de ces différentes combinaisons. La salle '543' a des parois assez rigides, d'abord toutes identiques avec $\xi = 0,0005$, ensuite l'admittance d'une seule paroi est modifiée. Que ce soit celle en $x = 0$ ou $y = 0$, le niveau des cinq premiers modes a diminué de plus de 10 dB. Quand ξ_{x_0} est plus grand, l'amplitude des modes avec $n_x \neq 0$ diminue le plus. De grands écarts sont aussi relevés aux noeuds de pression. Pour cette raison, les valeurs d'un minimum sont relevées à savoir 39,69 Hz, et sont indiquées dans le tableau.

Ces différents calculs montrent que l'admittance de chaque paroi influe sur la globalité de l'absorption et pas seulement sur les modes à priori associés à cette paroi. Cependant, cela signifie aussi que l'amplitude des modes ne dépend pas seulement de l'absorption globale, mais également de l'absorption de chaque paroi.

On peut alors se demander si les outils de l'acoustique statistique peuvent permettre de décrire le comportement aux basses fréquences.

En acoustique statistique, l'impédance est rarement utilisée directement. Les parois sont plutôt caractérisées par leurs coefficients d'absorption $\bar{\alpha}$, généralement connus entre 100 Hz et 5 kHz. Avec l'hypothèse d'une distribution isotropique des rayons incidents [37], $\bar{\alpha}$ est la moyenne sur chaque paroi des coefficients d'absorption α_θ sous toutes les directions.

Morse et Ingard donnent, pour une surface à réaction localisée, la relation entre la valeur moyenne de α , $\bar{\alpha}$, et l'admittance de la paroi par la relation (2.16).

$$\bar{\alpha} = 8\xi \left[1 + \frac{\xi^2 - \sigma^2}{\sigma} \tan^{-1} \frac{\sigma}{\sigma^2 + \xi^2 + \xi} - \xi \ln \frac{(\xi + 1)^2 + \sigma^2}{\xi^2 + \sigma^2} \right] \quad (2.16)$$

Quand $|\beta| \ll 1$, $\bar{\alpha}$ tend vers 8ξ . Ce qui confirme que seule la conductance agit de manière significative sur les pertes. On introduit l'aire d'absorption totale $a = \sum 8\xi_i S_i$, S_i étant la surface de chaque paroi de conductance ξ_i .

Il est alors intéressant de voir l'effet de deux parois différentes tout en conservant une aire d'absorption du même ordre de grandeur (trois dernières colonnes du tableau (2.3)). Pour ces valeurs, l'amplitude du mode (0,0,1) n'est plus mesurable, sa fréquence étant assez proche de f_{110} . Une seule paroi différente fait apparaître une tendance mais montre surtout que l'aire d'absorption est l'élément déterminant l'amplitude des modes.

Pour des valeurs de a constantes (ici $a = 4,92 \text{ m}^2$), les parois peuvent être très différentes. On prend trois cas bien distincts :

- cas A : $\xi = 0,0065$ pour toutes les parois, donc $a = 4,92 \text{ m}^2$, $a_x = 1,26 \text{ m}^2$, $a_y = 1,57 \text{ m}^2$ et $a_z = 2,09 \text{ m}^2$
- cas B : $\xi = 10^{-6}$ pour toutes les parois sauf $\xi_{x_0} = 0,05$ et $\xi_{y_0} = 10^{-3}$, donc $a = 4,92 \text{ m}^2$, $a_x = 4,8 \text{ m}^2$, $a_y = 0,12 \text{ m}^2$ et $a_z = 3,2 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2$
- cas C : $\xi = 0,00134$ pour toutes les parois sauf $\xi_{x_0} = 0,0125$ et $\xi_{y_0} = 0,0250$, donc $a = 4,92 \text{ m}^2$, $a_x = 1,33 \text{ m}^2$, $a_y = 3,16 \text{ m}^2$ et $a_z = 0,43 \text{ m}^2$

avec $a_x = 8\xi_{x_0}S_{x_0} + 8\xi_{l_x}S_{l_x}$, a_y et a_z étant les aires d'absorption spécifique à un axe.

La "hiérarchie" des aires d'absorption de chaque axe est conservée pour les niveaux de pression aux fréquences propres. Ainsi, le niveau de pression à f_{100} est pratiquement identique pour A et C, et à f_{010} , il est plus élevé pour B avec $a_y = 0,12 \text{ m}^2$ que pour A avec $a_y = 1,57 \text{ m}^2$, lui même plus élevé que pour C avec $a_y = 3,16 \text{ m}^2$. Il en est de même pour les fréquences propres suivantes. On arrive donc à détacher une tendance pour des conductances très différentes entre les paires de parois. Mais même dans ce cas, les écarts d'amplitude restent faibles et l'influence de l'aire d'absorption globale reste prédominante. Ces différents essais nous confortent dans l'idée d'utiliser une conductance moyenne, identique pour toutes les parois.

2.1.7 Détermination de l'impédance des parois

Il vient d'être montré l'influence de l'admittance des parois d'un espace clos sur le champ de pression.

Nous avons vu précédemment le calcul des modes propres dans un espace dont les parois sont supposées infiniment rigides. Mais même si les premiers modes présentent souvent des facteurs de qualité élevés, l'admittance d'une paroi ne sera jamais assez faible pour être négligée.

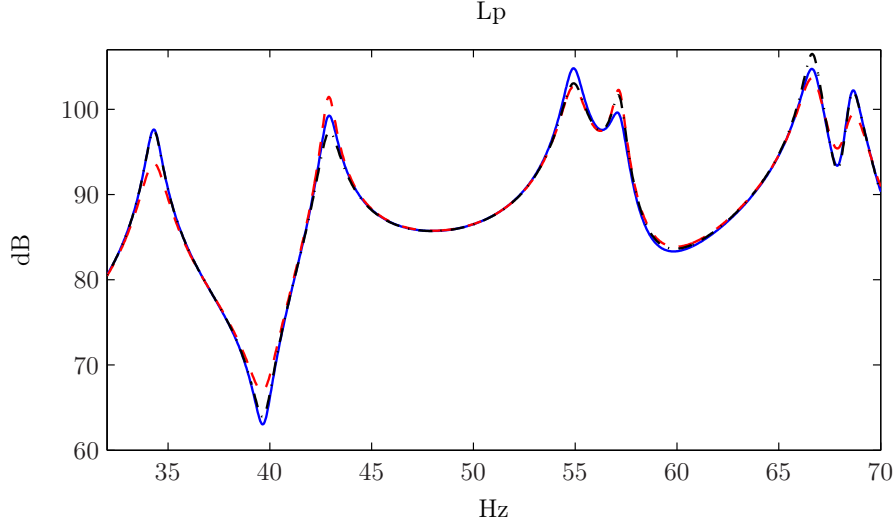


FIG. 2.8: Niveau de pression dans les cas A (– bleu), B (– – rouge) et C (– . noir).

Il s'agit donc de la déterminer de manière expérimentale, en suivant le principe énoncé par Morse et Ingard [37]. La mesure du facteur de qualité de chaque résonance permet de déterminer la conductance des parois. Les modes observés dans la salle réverbérante ont un facteur de qualité élevé et présentent donc une amplitude maximum dans une bande de fréquence fine. Ce sont les valeurs à -3 dB qui vont déterminer le facteur de qualité du mode. Comme l'amortissement est déterminé à partir de la largeur de la résonance, les erreurs dues à la discrétisation fréquentielle sont évitées. Nous effectuons donc, pour les six premiers modes de la salle réverbérante, la mesure de la largeur de la bande Δf_n de fréquence à -3 dB, appelée largeur du pic de résonance.

$$\frac{\Delta f_n}{f_n} = \frac{\Delta \omega_n}{\omega_n} = \frac{1}{Q_n} = \frac{2\gamma_n}{\omega_n} \quad (2.17)$$

Le calcul est possible à condition que la concentration de modes ne soit pas trop importante - l'écart $f_n - f_{n-1}$ entre deux fréquences propres doit être d'au moins Δf_n . C'est le cas pour les cinq premiers modes de la salle réverbérante. Le niveau de pression est mesuré dans un coin, là où les modes présentent leur niveau maximum. A partir de la mesure de la largeur $\Delta \omega_n$, on calcule γ_n puis ξ avec (2.13). Comme la relation entre γ_n et ξ , est valable uniquement pour une salle parallélépipédique de dimensions (l_x, l_y, l_z) , on utilise des dimensions approchant celles de la salle réverbérante ($l_x = 8,1$ m, $l_y = 6,5$, $l_z = 4,2$). Ces valeurs permettent d'obtenir des fréquences propres comparables, pour les cinq premières. Par ce procédé, les six premiers γ_n sont déterminés :

La méthode de détermination de l'impédance des parois a été appliquée à la salle réverbérante et les valeurs trouvées vont être utilisées dans la suite. Cette méthode donne de bonnes approximations pour toute salle dont les parois sont assez rigides.

Fréquence	γ_n	Conductance
20,36 Hz	$\gamma_{(1,0,0)} = 0,18 \text{ s}^{-1}$	$\xi \simeq 6,5 \cdot 10^{-4}$
26,76 Hz	$\gamma_{(0,1,0)} = 0,29 \text{ s}^{-1}$	$\xi \simeq 12 \cdot 10^{-4}$
34,9 Hz	$\gamma_{(1,1,0)} = 0,24 \text{ s}^{-1}$	$\xi \simeq 9 \cdot 10^{-4}$
40,92 Hz	$\gamma_{(0,0,1)} = 0,27 \text{ s}^{-1}$	$\xi \simeq 11 \cdot 10^{-4}$
45,1 Hz	$\gamma_{(1,0,1)} = 0,31 \text{ s}^{-1}$	$\xi \simeq 10 \cdot 10^{-4}$
51,1 Hz	$\gamma_{(0,1,1)} = 0,56 \text{ s}^{-1}$	$\xi \simeq 2 \cdot 10^{-3}$

TAB. 2.4: Conductances calculées pour les six premiers modes de la salle réverbérante.

2.2 Mesures et détermination de l'impédance des parois

La cabine RSR est la reproduction à l'échelle d'une cabine d'enregistrement utilisée par la radio suisse romande. Ses dimensions sont $l_x = 3,405 \text{ m}$, $l_y = 2,105 \text{ m}$ et $l_z = 2,140 \text{ m}$. On note déjà, que les dimensions de la largeur et la hauteur sont très proches, les modes associés auront donc des fréquences propres difficilement dissociables. Les parois sont en bois et leur comportement diffère des conditions de Neumann. Plusieurs mesures de pression sont réalisées afin de caractériser l'impédance des parois. L'amortissement de chaque mode, donne une valeur de γ_n comme nous l'avons vu précédemment.

L'observation de la réponse dans un coin de la cabine montre que l'amortissement est assez important et les modes peu différentiables (figure 2.9). Aussi il devient difficile de déterminer tous les γ_n . On arrive cependant à mesurer $\gamma_{(1,0,0)} = 15$, $\gamma_{(0,1,0)} = 9$ et $\gamma_{(1,1,1)} = 44$ qui donnent $\xi_{(1,0,0)} = 0,03$, $\xi_{(0,1,0)} = 0,028$ et $\xi_{(1,1,1)} = 0,051$ respectivement. Si $\xi = 0,03$ est adopté pour toutes les parois, on obtient la réponse représentée sur la figure (2.9). La réponse calculée est assez proche de la mesure jusqu'au sixième mode proche de 100 Hz, puis s'en écarte. Il est assez probable que les parois aient une admittance croissante, ce que confirme le calcul qui donne de meilleurs résultats avec $\beta_x = 0,08 + i * 0,06$, $\beta_y = \beta_z = 0,025 + i * 0,01$ en dessous de 100 Hz et avec $\beta_x = 0,08f/100 + i * 0,06$, $\beta_y = \beta_z = 0,025f/100 + i * 0,01$ au dessus de 100 Hz. Comme il n'est pas possible de différencier les modes dépendant de la largeur et de la hauteur, on fixe $\beta_y = \beta_z$. Il a été vu précédemment que l'impédance de chaque paroi influence la globalité des modes propres et leurs fréquences mais avec un facteur différent. Aussi une infinité de combinaisons possibles permettent de se rapprocher de la réalité. Les conductances sont ajustées afin d'approcher au mieux les fréquences propres.

Il paraît difficile de trouver une relation simple pour approximer l'impédance des parois de la cabine RSR. Ceci s'explique par le fait que celles-ci sont constituées d'un assemblage de caissons en bois, les planches assez fines et le volume clos constituent un système résonnant trop complexe pour qu'une simple impédance puisse le représenter. Il s'avère donc que les parois ne sont pas à réaction localisée et donc difficilement caractérisables par une impédance. Aussi le modèle bien que fournissant des résultats acceptables ne permet pas, dans ces conditions, de réaliser des calculs précis.

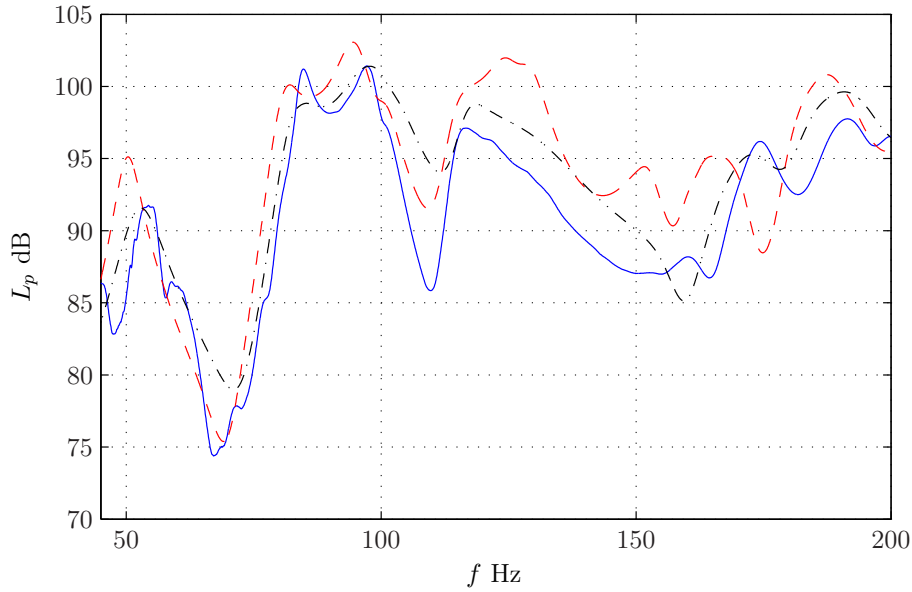


FIG. 2.9: Niveau de pression mesuré (— bleu) et calculé avec une admittance uniforme $\xi = 0,03$ (- - rouge) et une admittance adaptée (-. noir) dans la cabine RSR.

2.3 Acoustique des salles d'écoute aux basses fréquences

Suite aux observations qui ont été faites, il semble intéressant de discuter de la reproduction des basses fréquences dans de petites salles. Tout d'abord nous avons remarqué que la réponse à ces fréquences présente de grandes irrégularités spatiales et fréquentielles. Naturellement dans une optique de salle d'écoute, il s'agit de trouver un moyen de réduire ces irrégularités : diminuer les maxima et augmenter les minima. Depuis l'apparition de la "haute fidélité" et la démocratisation de la stéréo dans les années 70, plusieurs problèmes se sont posés afin d'avoir une réponse en fréquence plate et uniforme dans la salle. Le problème est devenu plus critique avec l'utilisation de système haut-parleur à évent qui descendent plus bas en fréquence.

Diverses études sur le placement des enceintes permettent d'améliorer facilement la réponse dans le grave ([26] [43]). Comme nous l'avons vu précédemment la position de la source influe directement sur l'amplitude des modes, plus celle-ci est proche des parois, donc des ventres des premiers modes, plus la réponse en fréquence sera irrégulière. De même la position d'écoute doit si possible s'écarter des nœuds et ventres des premiers modes, sur les axes de symétrie ou contre les parois notamment.

Une autre solution consiste à dimensionner la salle d'écoute afin justement d'échapper au comportement modal à priori gênant, notamment en s'éloignant de la forme parallélépipédique rectangle, ce qui est rarement réalisable dans une habitation. Les dimensions peuvent être ajustées les unes par rapport aux autres pour avoir une répartition modale

homogène et ainsi éviter les concentrations de modes et les maxima de niveaux acoustiques associés ([51]), avec comme contrainte des hauteurs de plafond souvent fixées au préalable.

Mais dans la majorité des cas, l'acousticien audiophile ne peut qu'apporter des solutions à posteriori dans une salle non dimensionnée pour la reproduction sonore.

De nombreux travaux traitent déjà du sujet. Walker [54] expose les différentes méthodes possibles pour égaliser le niveau aux basses fréquences en se basant sur de nombreux articles antérieurs à 1998 qu'il cite. Depuis de nombreux autres travaux ont été présentés mais ils restent basés sur les mêmes principes.

Pour un local d'habitation standard, 4 méthodes sont retenues :

- Le premier principe est d'augmenter le facteur d'amortissement des modes par des solutions passives. Cette méthode est souvent difficile à mettre en oeuvre puisqu'elle consiste à augmenter les pertes aux parois avec l'installation de résonateurs volumineux. Il faut alors trouver l'équilibre entre un bon amortissement et une réponse suffisante dans les basses fréquences. Il semble qu'une surface non plane peut aussi diminuer l'effet des modes : l'utilisation de diffuseurs de Schroeder ([29]) ou de diffuseurs en lamelles fines permet de diminuer sensiblement la contribution de certains modes ([56]).
- Ensuite un égaliseur électronique ou electro-acoustique peut permettre de diminuer les irrégularités fréquentielles dans une zone réduite. Ces systèmes de filtres en amont sont maintenant intégrés dans les décodeurs/amplificateurs multicanaux à DSP pour le grand public. La majorité de ces DSP utilisent des filtres seulement par 1/3 d'octaves et "s'auto-calibrent" en plaçant un microphone à la position d'écoute. Cependant la correction ne s'applique que pour une configuration donnée de position haut-parleur / auditeur et l'égalisation ne sera pas faite dans tout l'espace. De plus l'égalisation des minima de pression peut engendrer des gains trop importants pour l'amplificateur et le haut-parleur. Certains subwoofers actifs intègrent aussi cette technique de filtrage. L'utilisation de filtres IIR du deuxième ordre permet d'obtenir de bons résultats mais à la condition d'une très bonne connaissance à priori du comportement modal de la salle et du haut-parleur([11]).
- Une autre méthode consiste à déplacer les sources sonores ou à les multiplier : il s'agit ici de trouver par rapport à une position d'écoute donnée, la meilleure position de la source, sans pour autant sacrifier la réponse aux moyennes et hautes fréquences. Il peut être aussi utile de rajouter une ou deux sources, ici des subwoofers pour égaliser les niveaux ([13]). Une autre technique consiste aussi à placer le subwoofer très proche de l'auditeur pour rester dans le "champ proche" du haut-parleur et ainsi garder une réponse assez linéaire [45].
- Enfin la dernière méthode consiste à adapter la réponse d'une ou plusieurs sources supplémentaires pour "contrôler" l'uniformité spatiale et fréquentielle. Le fonctionnement est identique au contrôle actif avec l'utilisation d'un microphone de contrôle.

Les haut-parleurs de contrôle et de diffusion musicale sont totalement séparés et indépendants. Naturellement le principe est ici d'obtenir une réponse fréquentielle stable et non de minimiser la pression, contrairement au contrôle actif. Les différents travaux de Mäkilvirta et al ([3]) montrent l'efficacité de cette méthode qui permet d'égaliser la réponse du système salle / haut-parleur aux basses fréquences.

Toutes ces méthodes ne sont pas forcément réalisables dans des pièces d'habitation standards et bien qu'efficaces pour égaliser la réponse toutes ne sont pas utiles contre les effets de réverbération et de "tonneau" aux fréquences propres. Le filtrage en amont par exemple ne supprimera pas les effets qui durent après l'excitation du haut-parleur. Certains de ces effets temporels sont identifiés au chapitre 4 de cette thèse.

2.4 Méthodes numériques

Suite aux essais en cabine RSR, il a été décidé d'utiliser la salle réverbérante pour éprouver la technique de détermination de l'impédance des parois.

Quand la géométrie de l'espace considéré ne permet plus d'appliquer simplement les méthodes analytiques vues plus haut, il devient nécessaire d'employer les méthodes numériques, telle la méthode par éléments finis. Le but étant ici d'obtenir des résultats à partir de méthodes éprouvées, nous utilisons le logiciel Femlab.

2.4.1 Utilisation de Femlab

Le logiciel Femlab développé par Comsol permet de résoudre des problèmes basés sur des équations aux dérivées partielles, en utilisant la méthode des éléments finis. Il est nécessaire tout d'abord de dessiner l'espace concerné en une, deux ou trois dimensions. Il faut ensuite définir les conditions aux limites et les propriétés de l'espace. Le maillage peut être réalisé de manière automatique en réglant certains paramètres, à savoir sa forme, la taille et la tolérance de déformation de ses éléments. Finalement, les paramètres de résolution permettent d'obtenir la pression telle que dans l'équation (2.3).

2.4.2 Dessin de la salle

C'est la partie déterminante de la modélisation. Toute erreur sur la géométrie de la salle donnera inévitablement des résultats faussés. Si la salle est parallélépipédique, l'opération est immédiate. Dans le cas de la salle réverbérante, c'est beaucoup plus délicat. Il faut créer les plans correspondant aux parois de la salle à partir des coordonnées des sommets. L'extrusion de ces plans en volumes et leur soustraction à un volume initial parallélépipédique plus grand que la salle donne finalement le volume souhaité (2.10).

Il est ensuite possible d'inclure une source, par exemple un haut-parleur sur enceinte close. En effet, dans un premier temps, le volume de l'enceinte est retiré du volume de la salle et le haut-parleur est modélisé comme un piston, sur la face avant de l'enceinte. Quand le dessin de la salle est terminé, le maillage doit être défini. Il faut trouver le meilleur compromis entre le nombre d'éléments du maillage et le temps de calcul, le facteur limitatif

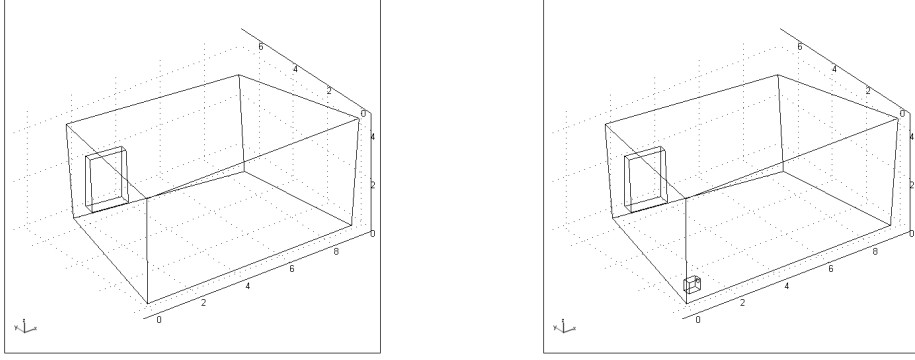


FIG. 2.10: Modélisation de la salle réverbérante sous Femlab, sans et avec le système haut-parleur sur enceinte close

étant la mémoire machine. Plus la géométrie de l'espace présente de petites irrégularités au regard de son volume, plus le maillage devra être fin et plus le temps de calcul sera long, pour autant que la mémoire de la machine permette le calcul. Nous verrons plus loin, au moment de valider ces méthodes numériques, l'influence du nombre d'éléments sur la précision d'un calcul.

2.4.3 Conditions aux limites et propriétés de l'espace

Les formulations générales incluses dans Femlab sont décrites ci-dessous et les différentes variables (avec le suffixe "fem") sont identifiées pour arriver aux formulations analytiques vues plus haut. La salle ainsi dessinée répond à l'équation de Helmholtz. Celle-ci est de la forme suivante sous femlab :

$$\nabla \bullet (-c_{fem} \nabla \underline{p} - \alpha_{fem} \underline{p}) + a_{fem} \underline{p} + \beta_{fem} \bullet \nabla p = f_{fem} \quad (2.18)$$

avec $c_{fem} = 1/\rho_0$ et $a_{fem} = -\frac{\omega^2}{\rho_0 c^2}$, pour revenir à l'équation (2.19)

$$\nabla \bullet \left(-\frac{1}{\rho_0} \nabla p \right) - \frac{\omega^2 p}{\rho_0 c^2} = 0 \quad (2.19)$$

identique à (2.3). Les conditions aux limites se présentent comme suit :

$$(-c_{fem} \nabla p - \alpha_{fem} p) + q_{fem} p = g_{fem} - h_{fem}^T \mu_{fem} \text{ et } h_{fem} p = r_{fem} \quad (2.20)$$

les propriétés de chaque paroi déterminent les paramètres q_{fem} , r_{fem} , g_{fem} , h_{fem} [1].

Ici, les parois sont supposées identiques, sauf le piston représentant le haut-parleur.

L'admittance des parois β est intégrée aux conditions aux limites (2.21).

$$\begin{cases} \Delta p_\omega + k^2 p_\omega(r) = 0 & \forall r \in D \\ \nabla p_\omega(r) = -jk\beta p & \forall r \in \delta D \\ \nabla p_\omega(r_0) = \frac{j\omega\rho_0}{S_d} q_\omega(r_0) & \text{sur le piston} \end{cases} \quad (2.21)$$

2.4.4 Calcul des valeurs propres et nombre d'éléments

Femlab permet de calculer directement les fréquences propres d'un espace et la forme générale des modes associés, sans devoir inclure de source dans les conditions aux limites. Ces valeurs seront directement dépendantes de l'impédance des parois. La précision d'un calcul par éléments finis dépend essentiellement du nombre d'éléments définissant l'espace étudié.

Mode	Calcul analytique	Calcul par éléments finis avec 16003 éléments	Calcul par éléments finis avec 49940 éléments
(1,0,0)	34,3000 Hz	34,3004 Hz	34,3000 Hz
(0,1,0)	42,8750 Hz	42,8757 Hz	42,8749 Hz
(1,1,0)	54,9068 Hz	54,9071 Hz	54,9067 Hz
(0,0,1)	57,1667 Hz	57,1673 Hz	57,1668 Hz
(1,0,1)	66,6672 Hz	66,6779 Hz	66,6700 Hz
(2,0,0)	68,6000 Hz	68,6121 Hz	68,6044 Hz

TAB. 2.5: Fréquences propres de la salle '543' aux parois rigides, calculées par voie analytique et par éléments finis.

Le tableau (2.5) montre tout d'abord que l'on obtient des valeurs propres très voisines entre le calcul analytique et par éléments finis. Les écarts maximums constatés jusqu'à 100 Hz ne sont que de l'ordre de 0,01%, avec le nombre d'éléments par défaut (ici 16003). En augmentant le nombre d'éléments à 49940, l'écart maximum baisse à 0,003% mais le temps de calcul passe de 55 secondes à plus de 9 minutes. Il est évident que le calcul des fréquences propres par éléments finis ne présente aucun intérêt pour une salle parallélépipédique, le calcul analytique étant immédiat. La remarque n'est bien sûr pas valable pour la salle réverbérante.

2.4.5 Validation des méthodes numériques

Afin de vérifier la concordance des résultats obtenus par la méthode numérique et la méthode analytique, la pression en régime forcé est calculée dans la salle '543'. L'importance du nombre d'éléments pour le calcul des fréquences propres a été mis en évidence lors du calcul des fréquences propres. Femlab inclut plusieurs méthodes de résolution mais il semble inutile d'entrer dans les détails ici, puisqu'elles donnent des résultats rigoureusement identiques. Le calcul par éléments finis du niveau de pression dans cette même salle excitée par un monopôle donne des niveaux très proches de la méthode analytique.

On note une différence moyenne de l'ordre de 0,2 dB, ce qui est faible. Des différences ponctuelles plus importantes sont sur les ventres et nœuds, mais paraissent logiques au

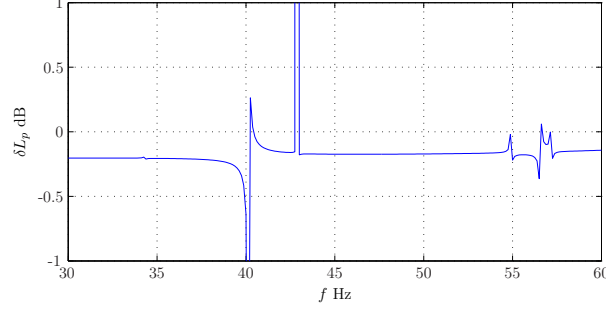


FIG. 2.11: Différence des niveaux de pression calculés sans perte par voie analytique et par éléments finis.

vu des niveaux extrêmes en ces zones. Les parois étant supposées infiniment rigides, les valeurs calculées sur les fréquences propres n'ont, comme il a été dit plus haut, pas de réalité physique.

Il est alors intéressant d'effectuer la même comparaison mais avec une admittance des parois non nulle. Ce qui a été fait (figure 2.12). Celle-ci est très satisfaisante aussi et

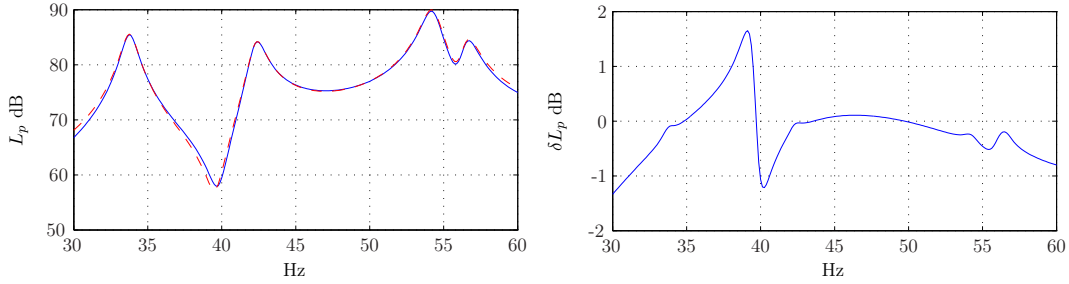


FIG. 2.12: Niveau de pression du calcul analytique (- bleu) et par éléments finis (- - rouge) avec les parois à admittance non nulle (gauche) et la différence de ces 2 niveaux.

présente une erreur du même ordre de grandeur que pour les parois rigides. Il apparaît de manière évidente que l'erreur maximale a lieu aux nœuds de pression. En dehors de cette zone, elle se limite à $\pm 0,5$ dB. Pour se rapprocher d'une enceinte close, la source ne sera plus assimilée à un monopôle, mais à une surface. Dans Femlab, une source de surface carrée de $0,04 \text{ m}^2$ sur le plan $x = 0$ et centrée en $(y = 0,1; z = 0,1)$ est ajoutée. Les conditions aux limites sur cette surface sont définies comme dans (2.21). Pour la solution analytique, cette même surface est discrétisée en n_s sources ponctuelles de débit $\frac{q}{n_s}$. Nous ne tenons pas compte de la diffraction sur enceinte, négligeable aux fréquences qui nous concernent [6].

Là aussi, les résultats ne dépassent pas $\pm 0,5$ dB entre les résolutions numérique et analytique.

La différence entre les calculs analytiques de pression en un point de l'espace, l'un avec une source ponctuelle, l'autre avec 121 points répartis sur une surface autour de ce point

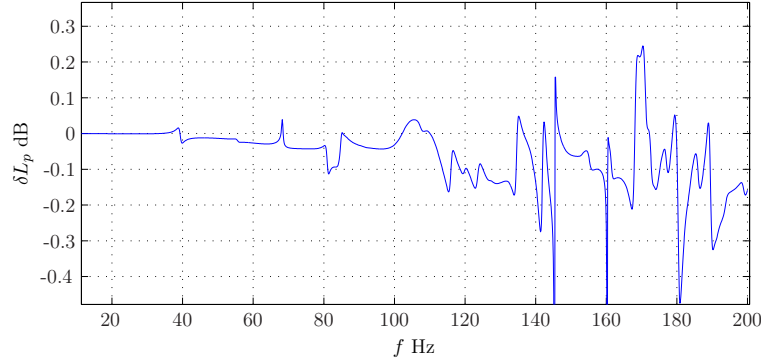


FIG. 2.13: Différence de niveaux de pression calculés par voie analytique en un point de la salle entre une source ponctuelle et 121 sources ponctuelles de débit 121 fois plus petit.

source, reste très faible pour les premiers modes, mais devient non négligeable au-delà de 100 Hz. Il apparaît donc que Femlab donne des résultats très similaires à la méthode analytique, à condition d'utiliser un maillage suffisamment fin.

2.4.6 La salle réverbérante

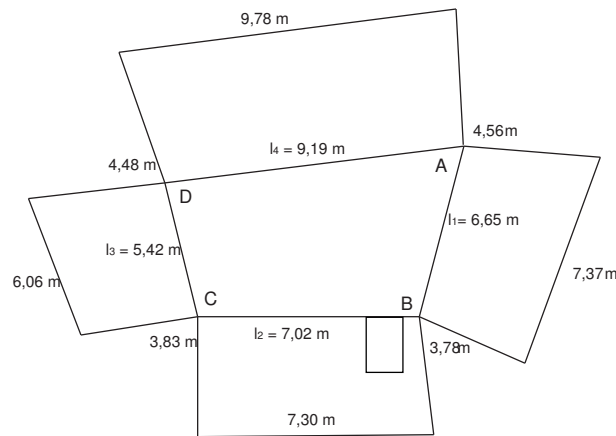


FIG. 2.14: Plan éclaté et dimensions de la salle réverbérante.

La salle réverbérante présente l'avantage de disposer de parois très rigides, puisque en béton recouvert de carrelage. A partir des mesures, il est possible de déterminer l'admittance des parois. La géométrie assez complexe de cette salle ne nous autorise pas à réaliser des calculs analytiques comme précédemment. Femlab permet de résoudre les équations aux dérivés partielles, afin de trouver les fréquences propres et l'allure des modes associés, mais aussi de calculer le régime établi, à partir d'une source de débit q . Le débit utilisé dans la suite est celui du haut-parleur Audax sur enceinte close en champ libre.

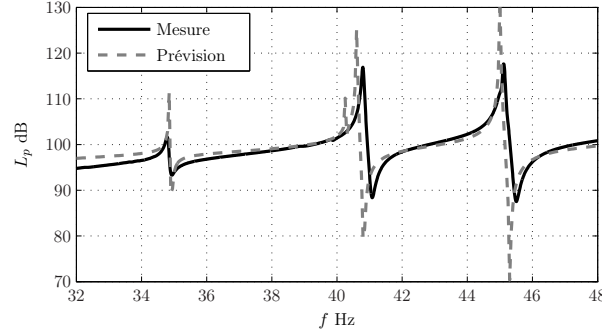


FIG. 2.15: Comparaison des pressions mesurée et calculée dans le champ proche du haut-parleur, dans la salle réverbérante, avec l'hypothèse des parois infiniment rigides.

2.4.7 Résultats et observations

L'allure des modes de la salle réverbérante est différente de celle des modes d'un espace parallélépipédique. Les trois premiers modes conservent une répartition de pression traditionnelle. Mais dès le quatrième et cinquième mode (figure 2.16), la répartition des nœuds de pression ne permet plus a priori d'estimer quel est le mode concerné (voir aussi l'annexe D). Plus la fréquence propre est élevée, moins le mode associé sera reconnaissable, preuve que la salle réverbérante joue son rôle.

Les impédances des parois de la salle réverbérante ont été estimées à partir de mesures de pression dans les ventres. Il est possible d'intégrer ces valeurs dans la simulation par éléments finis. Comme il a été dit précédemment, la température modifie la vitesse du son et donc les fréquences propres. Il faut veiller à ce que la célérité utilisée dans Femlab soit bien celle des mesures à comparer. Lors des mesures, le haut-parleur est placé dans le coin A, sa position est fixée à l'identique pour les simulation. Femlab utilise comme débit du haut-parleur celui calculé en champ libre. L'admittance utilisée est la même sur toutes les parois : $\beta = 0,001 - i0,006$, valeur estimée à partir des mesures de facteur de qualité et de fréquence du mode (1,1,0).

Les résultats sont présentés dans la figure (2.17).

Le niveau de pression obtenu par simulation est proche de la mesure. Le choix de prendre une impédance identique sur toute les parois donne une bonne approximation du comportement modal de la salle.

On note cependant des différences de niveaux de pression et des décalages des fréquences propres. Il faudrait utiliser une valeur d'admittance dépendant de la fréquence, pour avoir l'équivalent des coefficients d'absorption calculés précédemment. Pour la conductance, c'est tout à fait envisageable. Par contre pour la susceptance, la figure (2.17) montre que les fréquences propres calculées sont tantôt au-dessus tantôt en dessous des valeurs mesurées. Et nous avons vu que la susceptance d'une paroi influe sur toutes les fréquences propres. Il faut donc trouver la bonne combinaison entre toutes les susceptances des parois qui permettent d'augmenter certaines valeurs de fréquences propres et d'en diminuer d'autres.

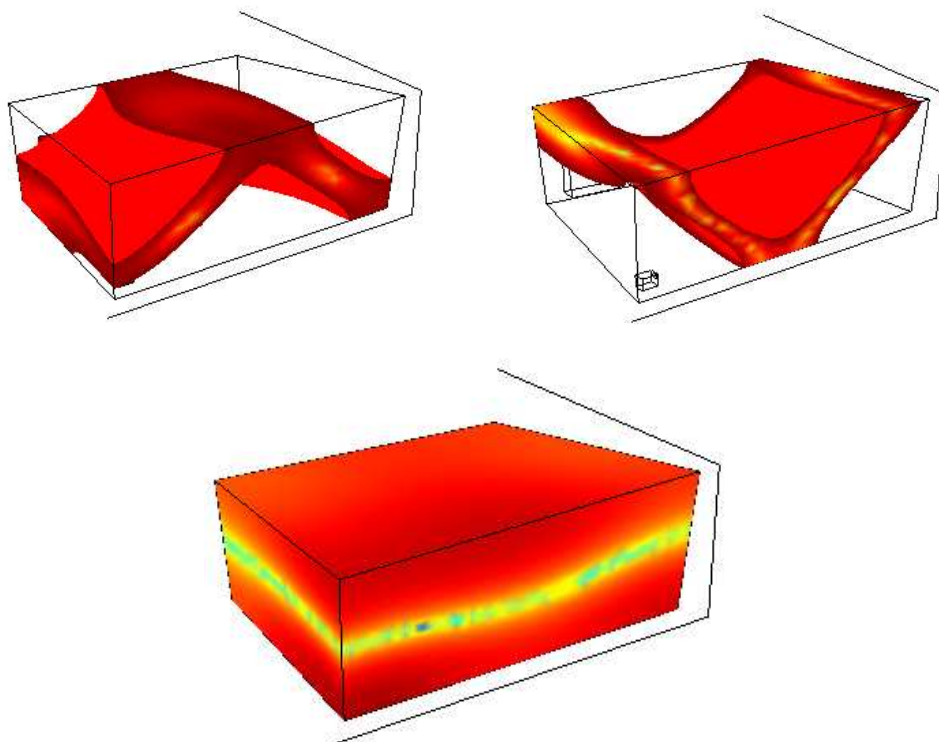


FIG. 2.16: Répartition de pression des modes 4 et 5 de la salle réverbérante : le mode à 40,55 Hz remplaçant le mode $(0,0,1)$ (gauche) et le mode $(2,0,0)$ à 40,90 Hz en forme de V (droite). La forme du mode $(0,0,1)$ existe à 40,1 Hz mais ne présente pas de maximum aussi important que les deux modes précédents. Les nœuds des modes sont représentés sur les deux figures du haut. La zone de minima de la figure du bas est vert/jaune, celle des maxima en rouge.

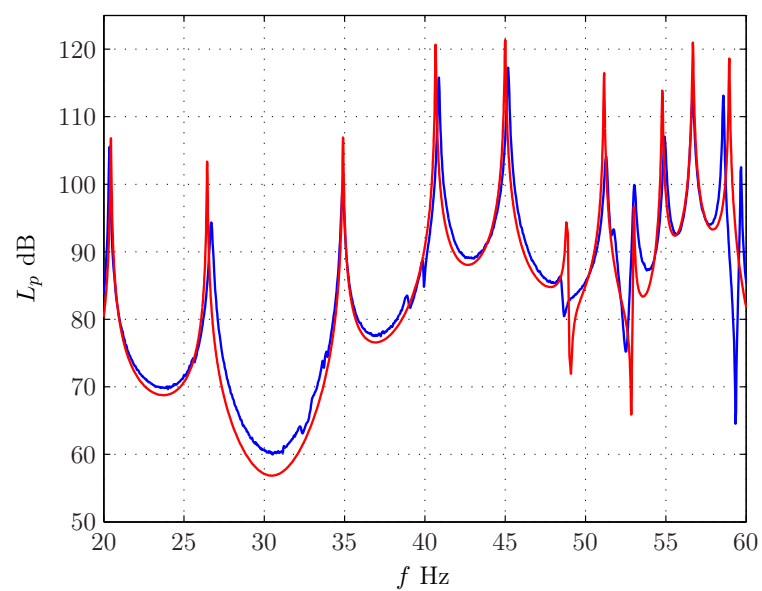


FIG. 2.17: Niveau de pression dans le coin D de la salle réverbérante mesurée (courbe bleue) et calculée par éléments finis (courbe rouge).

2.5 Bilan

En pratique, l'acoustique modale n'est appliquée que pour le calcul des fréquences propres d'un espace clos dans l'hypothèse des parois infiniment rigides. Dans un premier temps, on a clarifié le rôle d'une impédance finie des parois, dans l'hypothèse d'ordres de grandeur plausibles.

On a montré que l'admittance est une grandeur d'utilisation plus commode que l'impédance. Ainsi, sa partie réelle, la conductance, est directement liée au coefficient d'amortissement, et caractérise l'amplitude des modes, alors que sa partie imaginaire, la susceptance, influe sur les fréquences propres.

On a valorisé ces propriétés dans l'estimation du coefficient d'amortissement à partir du facteur de qualité des modes. Dans le cas particulier d'une salle parallélépipédique, ce résultat permet la mesure de la conductance.

L'étude analytique étant limitée à des salles de forme simple, la méthode de résolution par éléments finis a été mise à l'épreuve. Des simulations dans la salle réverbérante se sont avérées satisfaisantes, car confortées expérimentalement.

Chapitre 3

Interaction électroacoustique

3.1 Introduction

Dans le premier chapitre, les paramètres de Thiele et Small du haut-parleur ont été déterminés et, une fois le débit du haut-parleur calculé en champ libre, il a été possible de déterminer, dans le deuxième chapitre, le champ acoustique dans un espace clos. Nous avons vu que les calculs analytiques et par éléments finis donnent de bons résultats à condition de tenir compte de l'impédance des parois. Mais tous les précédents calculs utilisent le débit dans les conditions de champ libre. Or le haut-parleur est chargé à l'arrière par l'enceinte close, et à l'avant par la salle dans laquelle il rayonne. On s'écarte donc des conditions de champ libre, ainsi que le confirme l'observation du débit du haut-parleur (figure 3.1). Dans l'enceinte close, comme la fréquence d'excitation est sous la première fréquence propre, l'impédance de charge arrière est essentiellement une compliance (chapitre 1). L'impédance de charge d'une salle dont les premiers modes sont excités reste à déterminer.

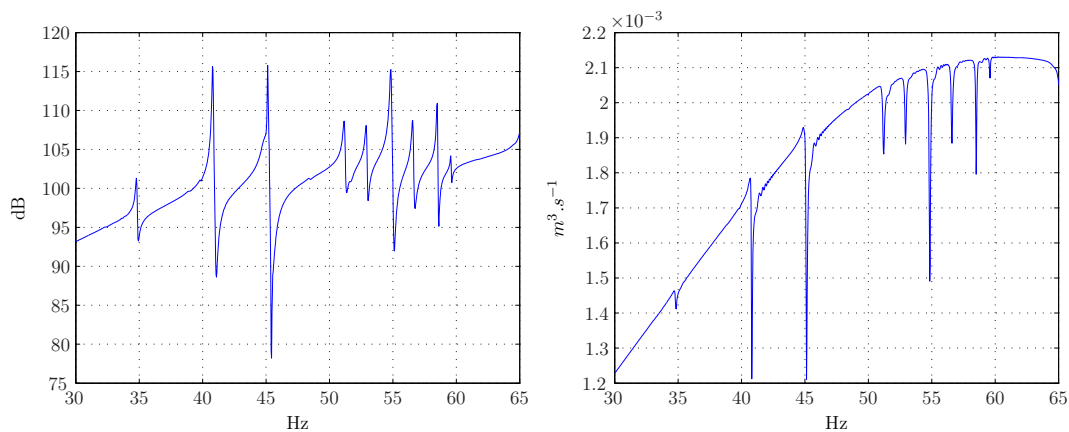


FIG. 3.1: Pression en champ proche et débit du haut-parleur, en salle réverbérante.

Expérimentalement, il est possible de déterminer l'impédance de charge de la même manière que l'impédance de rayonnement en champ libre, à partir des mesures du débit

et de la pression devant le haut-parleur, comme il a été vu au premier chapitre. On met en pratique ce principe dans une salle et on en déduit une formulation permettant, quand l'amortissement de chaque mode est connu, de déterminer l'impédance de charge et donc le débit. On pourra alors calculer \underline{q} , \underline{Z}_{ac} et \underline{p} dans tout l'espace connaissant les caractéristiques de la salle et du haut-parleur, ainsi que la tension \underline{U}_g aux bornes de ce dernier.

Quand l'impédance des parois n'est pas connue, il n'est pas possible de calculer l'impédance de charge, ni le débit. On se place dans un cas pratique : il s'agit de caractériser une salle excitée par un système haut-parleur connu, avec une seule mesure de pression. On se propose de déterminer \underline{q} , ξ et \underline{Z}_{ac} à partir de la mesure de pression et des facteurs de qualité des modes propres.

Le calcul de l'admittance à partir de ce facteur de qualité ne prend pas en compte le fait que le débit est différent de celui en champ libre. Aussi il faudra distinguer dans cette valeur d'amortissement la partie due à l'atténuation du débit et celle due à l'impédance de charge.

3.2 Observations expérimentales

Le débit mesuré du système haut-parleur dans un coin de la salle réverbérante est comparé au débit en champ libre (figure 3.2). De grandes diminutions sont observées aux fréquences propres. Elles sont plus importantes autour de la fréquence de résonance du système haut-parleur, où l'impédance \underline{Z}_{ag} atteint son minimum. La modification de débit est donc d'autant plus grande que l'impédance de charge \underline{Z}_{ac} est importante face à l'impédance de source.

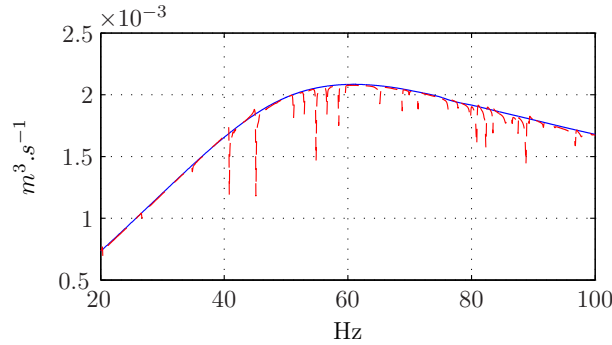


FIG. 3.2: Amplitude du débit en champ libre (bleu —) et dans la salle réverbérante (rouge - -)

Comme nous l'avons vu dans le premier chapitre, le rapport de la pression \underline{p}_{HP} et du débit \underline{q} donne l'impédance de charge \underline{Z}_{ac} . Elle est égale à \underline{Z}_{ar} en champ libre et a été mesurée et calculée. De la même manière, il est possible de déterminer \underline{Z}_{ac} dans la salle réverbérante en mesurant le débit du haut-parleur et la pression \underline{p}_{HP} devant la membrane. Le principe vu au premier chapitre est repris.

La figure 3.3 ci-après permet de comparer les impédances de charge mesurées en champ libre et dans la salle réverbérante. L'impédance de charge présente des pics aux fréquences propres, quand le haut-parleur est situé dans les ventres de pression, ce qui engendre une diminution de débit. Le haut-parleur étant la seule source excitatrice, on comprend

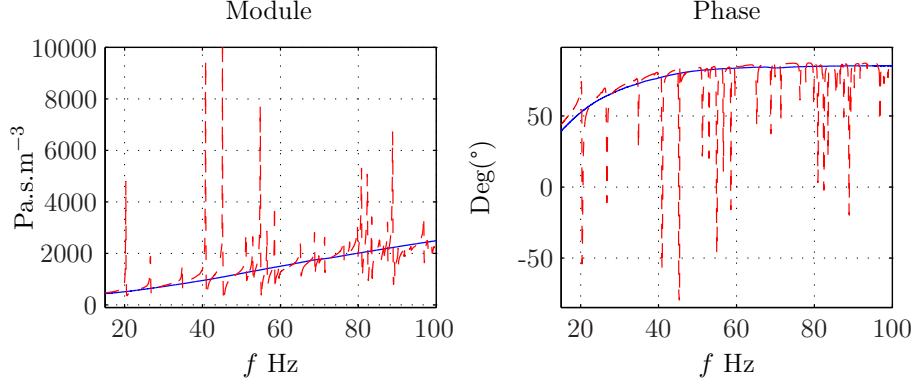


FIG. 3.3: Amplitude et phase des impédances acoustiques de charge mesurées en champ libre, Z_{ar} (– bleu) et dans la salle réverbérante, Z_{ac} (- - rouge).

facilement que s’il se situe près du noeud d’un mode, ce dernier est peu excité et que, par conséquent, l’impédance de charge ainsi que la pression seront faibles.

3.3 Prévision et modèle

On a réussi à retrouver, par la mesure et le calcul, l’impédance de rayonnement en champ libre. Il s’agit maintenant de déterminer, par le calcul, l’impédance de charge d’un espace clos et les modifications de débit de la source. Il est utile de rappeler le schéma qui définit ce qu’est l’interaction électroacoustique. Le haut-parleur et la salle constituent un système qui peut être représenté par le schéma acoustique (figure 3.4). La relation issue

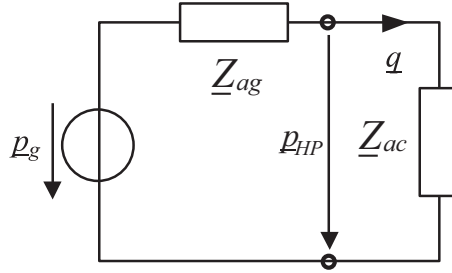


FIG. 3.4: Schéma équivalent acoustique.

du schéma est la suivante :

$$\underline{q} = \frac{\underline{p}_g}{\underline{Z}_{ag} + \underline{Z}_{ac}} \quad (3.1)$$

Cette formulation du débit (3.1) a déjà été vue précédemment (1.30), mais dans le cas présent, l’impédance de charge \underline{Z}_{ac} n’est plus, comme elle l’était en champ libre, égale à l’impédance de rayonnement \underline{Z}_{ar} .

La pression devant la membrane du haut-parleur permet de déterminer l'impédance de charge \underline{Z}_{ac} . On utilise donc la formulation générale de la pression, mais cette fois les points d'émission et de réception sont confondus en utilisant l'hypothèse de Keele [20],

$$\underline{Z}_{ac} = \frac{p_{HP}}{\underline{q}} = j\omega\rho_0 \sum \frac{\psi_n(x_0, y_0, z_0)^2}{\underline{K}_n(k_n^2 - k^2)} + \underline{Z}_{ar} \quad (3.2)$$

Le calcul de l'impédance de charge permet de calculer ensuite le débit du haut-parleur, avec (3.1). Ce débit est valable tant que le haut-parleur demeure à la place qui lui a été assignée dans la salle, et tant que la tension à ses bornes n'est pas modifiée.

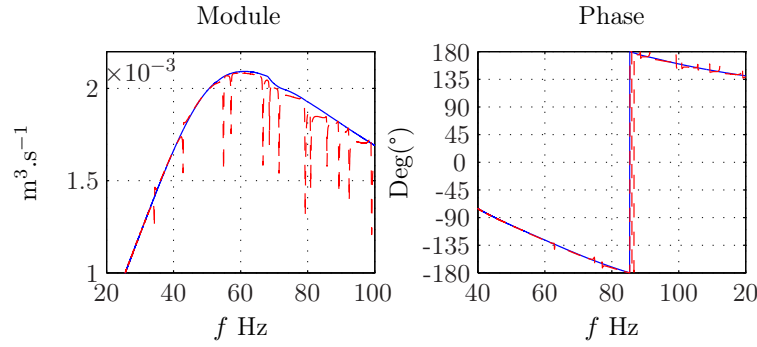


FIG. 3.5: Débits calculés du haut-parleur en champ libre (— bleu) et dans la salle '543' (- - rouge)

A partir de ce débit, il est alors possible de calculer le champ de pression en tout point de la salle.

3.4 Influence sur la pression dans l'espace clos

La réduction de débit aux fréquences propres engendre une réduction de la pression à ces mêmes fréquences. Pour visualiser ce phénomène, le débit du haut-parleur dans la salle virtuelle '543' est calculé avec l'expression (3.1). On définit le débit du haut-parleur en champ libre, $\underline{q}_{\underline{Z}_{ar}}$, et celui calculé avec \underline{Z}_{ac} , $\underline{q}_{\underline{Z}_{ac}}$ que l'on calcule. Les pressions rayonnées en un point quelconque sont ensuite calculées dans '543' avec $\underline{q}_{\underline{Z}_{ar}}$ et $\underline{q}_{\underline{Z}_{ac}}$; leur différence est représentée à la figure (3.6). Aux fréquences propres, elle est de l'ordre de 3 dB. Plus l'impédance des parois est élevée, plus l'impédance de charge est élevée, et plus l'influence sur la pression est grande.

On vient donc de voir que la modification de débit due à l'impédance de charge engendre une diminution de la pression aux fréquences propres. Autrement dit : les modes sont moins excités. Pourtant, dans le chapitre précédent, suivant le procédé énoncé par Morse et Ingard, l'impédance des parois a été estimée à partir du facteur de qualité des résonance. Comme si le débit dans le local était le même qu'en champ libre et donc excitait de la même manière les modes. Or, on vient de voir que cela est faux. Il s'agit de parvenir à dissocier

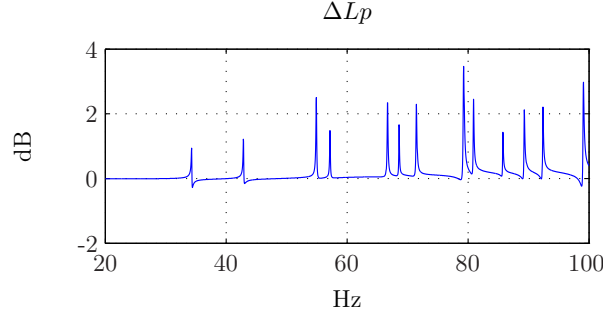


FIG. 3.6: Différence des pressions calculées avec Z_{ar} et Z_{ac} .

dans l'amortissement global mesuré la part propre de la salle et celle qui découle de la diminution de débit.

Dans la salle réverbérante, l'admittance des parois est estimée à la quatrième fréquence propre. Selon si l'on considère que le débit est celui en champ libre avec Z_{ar} ou celui dans le local avec l'impédance de charge Z_{ac} , l'admittance des parois prend des valeurs différentes pour un même niveau de pression sur le mode :

- $\xi = 8,8 \cdot 10^{-4} \Omega_a^{-1}$ pour obtenir $Lp = 120,2$ dB à 34,9 Hz avec Z_{ar}
- $\xi = 5,2 \cdot 10^{-4} \Omega_a^{-1}$ pour obtenir $Lp = 120,2$ dB à 34,9 Hz avec Z_{ac}

3.4.1 Détermination de l'impédance des parois et de l'impédance de charge

Nous avons vu que la diminution de débit du haut-parleur, centrée sur les fréquences propres, influe naturellement sur la pression rayonnée.

Les deux principaux cas, qui peuvent être traités de manière analytique, se différencient selon que l'impédance des parois est connue ou non.

Si l'impédance des parois est connue, il est possible de calculer l'impédance de charge directement. Ensuite, à partir de l'impédance de charge, de l'impédance de source et de p_g , le débit de la source est calculé. Enfin, le débit connu pour une position de la source, la pression acoustique peut être calculée en tout point de l'espace.

Si l'impédance des parois n'est pas connue et qu'elle doit être mesurée, seule une méthode itérative permet de converger vers un résultat. La méthode de détermination de l'impédance des parois vue au chapitre précédent est reprise ; il faudra en outre tenir compte de l'impédance de charge. La meilleure solution semble être de faire une première estimation de l'impédance des parois, ensuite de calculer la pression résultante en tenant compte de l'impédance de charge. La différence entre les pressions mesurée et calculée permet d'ajuster l'impédance des parois pour obtenir une bonne correspondance des simulations et des mesures.

Il est plus utile de représenter le protocole dans un diagramme (cf figure 3.7).

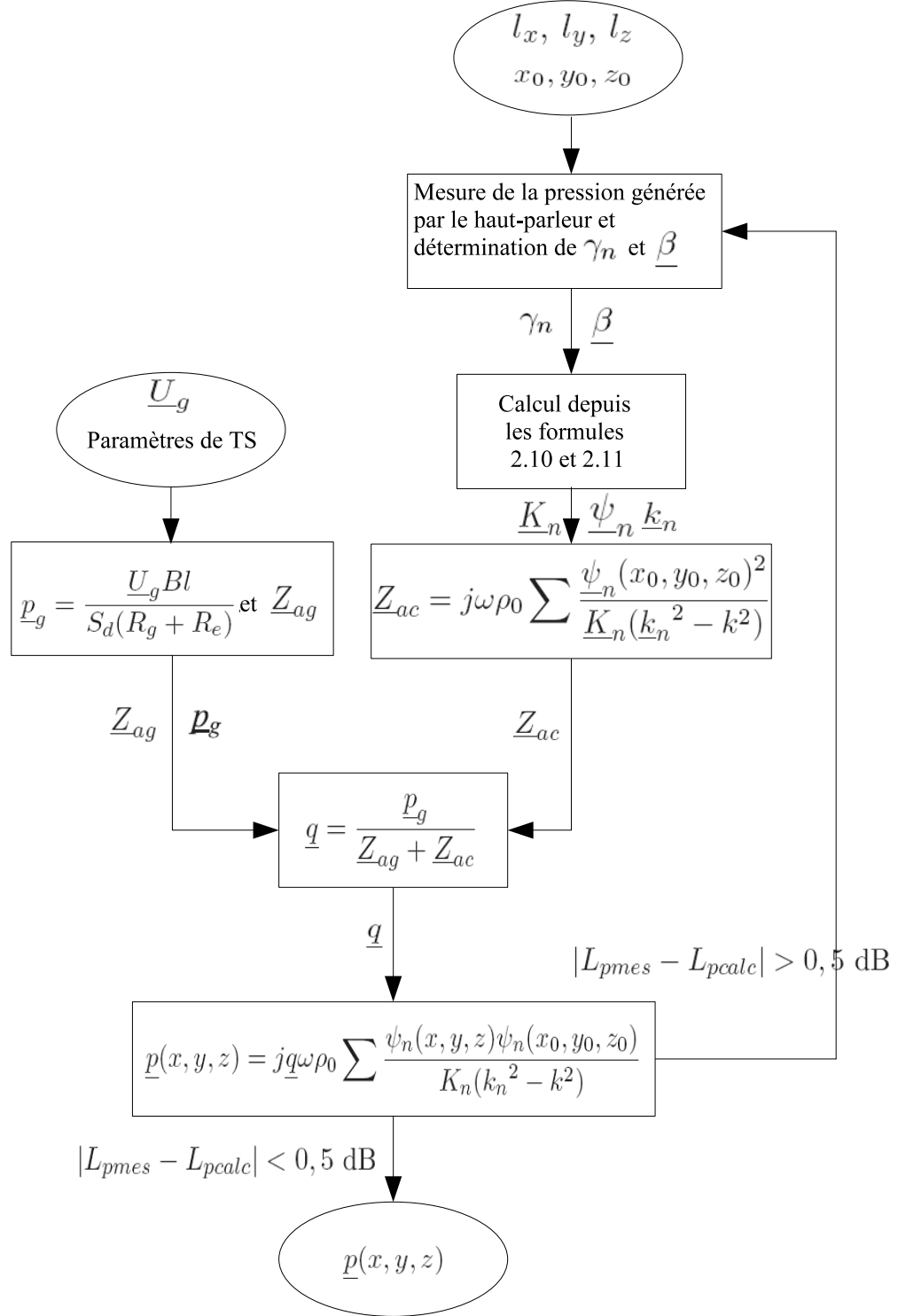


FIG. 3.7: Diagramme de principe pour le calcul de la pression dans une salle dont l'impédance des parois est inconnue, mais qu'il est possible de déterminer à partir de mesures. La précision du calcul de pression est fixée ici à $\pm 0,5$ dB.

Ce principe est appliquée dans la cabine RSR. Le calcul de l'impédance de charge montre des variations de l'ordre de $\pm 50\%$ par rapport à l'impédance de rayonnement. Ce qui signifie que cette impédance de charge reste petite par rapport à Z_{ag} et son influence reste donc très limitée. Le débit du haut-parleur n'est en effet que très peu modifié et l'admittance estimée des parois ne demande pas de correction. L'utilisation, dans le calcul de la pression, du débit mesuré dans la cabine RSR plutôt que celui en champ libre, n'engendre qu'un écart qui atteint au maximum ± 1 dB. Cette différence reste très inférieure à l'erreur observée lors de l'estimation de l'impédance des parois au deuxième chapitre. Il est donc inutile de recalculer l'admittance des parois, à partir de cette modification de débit.

Ce principe de calcul (3.7) est mis en oeuvre dans la salle réverbérante. La pression devant le haut-parleur est calculée en utilisant les impédances estimées en première approximation (chapitre 2) et le débit en champ libre. Cette pression permet d'estimer l'impédance de charge qui est alors utilisée pour calculer le débit du haut-parleur. Le champ de pression est calculé à nouveau avec le débit modifié et l'impédance des parois est réajustée. On réitère l'opération autant que nécessaire. En pratique, trois ou quatre itérations sont nécessaires à l'obtention de résultats satisfaisants.

Autant par les méthodes analytiques, les méthodes d'itérations sont faciles à mettre en place, autant la même entreprise est très rébarbative avec Femlab, le calcul étant à chaque fois long pour une large bande de fréquence. Mais il est nécessaire de mettre à l'épreuve la méthode dans la salle réverbérante.

On va prendre le mode à 40,9 Hz pour illustrer le processus exposé plus haut. L'admittance est tout d'abord fixée à $\beta = 0,0011 - 0,0001i$: la conductance correspond exactement à $\gamma = 0,27$ calculé à partir de la réponse mesurée et la susceptance est ajustée pour obtenir la même valeur de fréquence propre. Avec cette valeur d'admittance appliquée aux parois et le débit du haut-parleur en champ libre alimenté à ses bornes par une tension de 1 V, le champ de pression est calculé.

Le niveau calculé avec le débit en champ libre q_0 dans le coin D présente au maximum 0,1 dB d'écart avec le niveau mesuré. La pression calculée devant le haut-parleur donne Z_{ac} , qui nous permet de calculer le débit modifié du haut-parleur. A nouveau, on calcule le champ de pression, mais cette fois avec le débit modifié. Le niveau obtenu est inférieur de 2,3 dB. On réévalue la valeur de ξ et on calcule à nouveau Z_{ac} , puis la pression et ainsi de suite. Le tableau (3.1) présente, les différentes valeurs et le nombre d'itérations qui permettent de converger vers un résultat proche des mesures.

N° itération	Valeur de ξ	Débit	L_p dans le coin D	Z_{ac}	Débit modifié
0	0,0011	$ q_0 $	115,6 dB	7,8 $ Z_{ar} $	0,78 $ q_0 $
1	0,0011	0,78 $ q_0 $	113,3 dB	8,6 $ Z_{ar} $	0,76 $ q_0 $
2	0,00095	0,76 $ q_0 $	115,6 dB	8,7 $ Z_{ar} $	0,75 $ q_0 $
3	0,0009	0,75 $ q_0 $	115,5 dB	8,7 $ Z_{ar} $	0,75 $ q_0 $

TAB. 3.1: Valeurs de ξ et q utilisées pour le calcul, résultats et influence sur l'impédance de charge et le débit.

On constate que dès le premier calcul, la modification de débit est presque la valeur

définitive. La première itération avec ξ réévaluée pourrait être suffisante.

3.5 Modification de débit dans une situation de contrôle actif

Il s'agit de voir comment est modifié le débit d'un haut-parleur lorsqu'il est en situation de contrôle actif modal, et donc quelle est son impédance de charge.

Des mesures sont réalisées dans la salle réverbérante avec deux systèmes haut-parleur pratiquement identiques puisque les deux haut-parleurs de même modèle sont montés sur une enceinte close de même volume. Ils sont placés dans les deux coins A et B. Les excitations de chaque haut-parleur sont d'abord en phase puis en opposition de phase. On observe la pression et le débit d'un haut-parleur (figure 3.8).

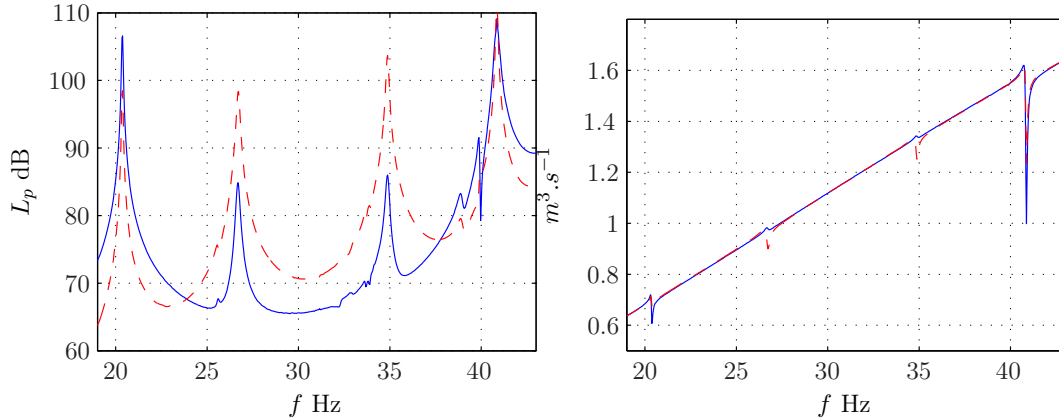


FIG. 3.8: Pression et débit du haut-parleur mesurés dans la salle réverbérante excitée par deux systèmes haut-parleur en phase (— bleu) et en opposition de phase (- - rouge)

Comme les haut-parleurs sont situés dans les deux coins opposés A et B, quand l'excitation est la même pour les deux, tantôt ils contribuent à exciter un mode comme le (1,1,0) tantôt ils l'excitent de manière opposée (0,1,0) et (1,1,0), ce qui engendre une baisse de niveau très conséquente, ici jusqu'à 18 dB. On observe alors, comme la pression est moindre, une diminution de l'impédance de charge, qui se traduit par une diminution de la modification de débit. Autrement dit, le débit est plus proche du débit en champ libre lorsque le mode est moins excité.

Cette mesure confirme la bonne relation de l'impédance de charge, du débit et de la pression en champ proche.

3.6 Bilan

On a montré l'effet de l'impédance de charge acoustique d'un haut-parleur, dans un espace clos dont les parois sont supposées assez rigides. Elle en modifie le débit par rapport à ce qu'il serait en champ libre (2 ou $4\pi sr$). En effet, ce débit est fortement diminué aux

fréquences propres, l'impédance de charge dominant l'impédance de source. L'importance de cette interaction n'est que trop peu reflétée dans la littérature, notamment les travaux de ces dernières années sur le comportement des subwoofer dans les locaux. Entre les fréquences propres, on retrouve sensiblement la situation de champ libre.

On a proposé une formulation de l'impédance de charge, laquelle a été vérifiée expérimentalement. Il a fallu ensuite distinguer deux cas selon que l'impédance des parois est connue ou pas.

Dans le premier cas, le calcul de l'impédance de charge est immédiat.

Dans le second, à partir du facteur de qualité mesuré, il s'agit de distinguer, par itérations, les contributions respectivement de l'impédance des parois et de la diminution de débit. Cette méthode montre la difficulté pour caractériser les systèmes couplés à partir de leur réponse globale.

Finalement, on a observé que, dans le cadre de contrôle actif modal, à la réduction résultante de la pression acoustique correspond une diminution de l'impédance de charge ; on se rapproche du champ libre au point de vue de la charge de rayonnement.

Chapitre 4

Comportement des salles en régime variable aux basses fréquences

Jusqu'à maintenant, il a été question de fréquences propres, modes propres ou d'ondes stationnaires, analysés en régime forcé. L'étude de la réponse d'une salle doit être complétée par l'analyse de l'apparition du bruit et de son extinction.

Quand il s'agit de caractériser le comportement temporel d'une salle, la réverbération se révèle être une caractéristique déterminante. En champ diffus c'est-à-dire $f > f_{Sch}$, la réverbération est le régime libre qui suit l'extinction de la source. Elle se caractérise par une décroissance exponentielle de la pression. Cette décroissance est plus ou moins rapide, en fonction de l'absorption des parois : plus celles-ci sont absorbantes, plus petit est le temps de réverbération. Mais cette notion n'est pas descriptive de notre problème en $f < f_{Sch}$, car les lois de Sabine ([41]) supposent et admettent l'indépendance spatiale de la réverbération.

Le régime libre qui suit l'extinction d'un son aux basses fréquences est bien explicité dans la littérature ([16] [18]) ainsi que la réponse de la salle à une impulsion. Mais la réponse à un son pur, bien que déjà observée [11], n'est pas clairement caractérisée.

Pour cela, l'étude se portera sur la réponse de la salle à une salve de son pur d'amplitude constante puis variable. L'établissement du régime forcé et la décroissance aux basses fréquences seront caractérisées à partir d'observations et de modélisations.

4.1 Observations

4.1.1 Premières observations

Toutes les mesures représentées dans ce chapitre se font au même point situé à 20 cm des parois dans le coin D, la source étant placée en A (voir plan en annexe D).

On observe deux types de comportements, selon que la fréquence est une fréquence propre ou pas. Nous allons distinguer les deux cas dans la suite.

En écoutant une source sonore dans une salle au comportement modal important, on remarque tout d'abord une réverbération importante aux basses fréquences. Lorsque l'excitation à une fréquence propre est modulée, on note que le champ réverbéré, c'est à

dire le son arrivant depuis une multitude de directions à l'auditeur, tend à "remplir les creux" de la modulation (4.1).

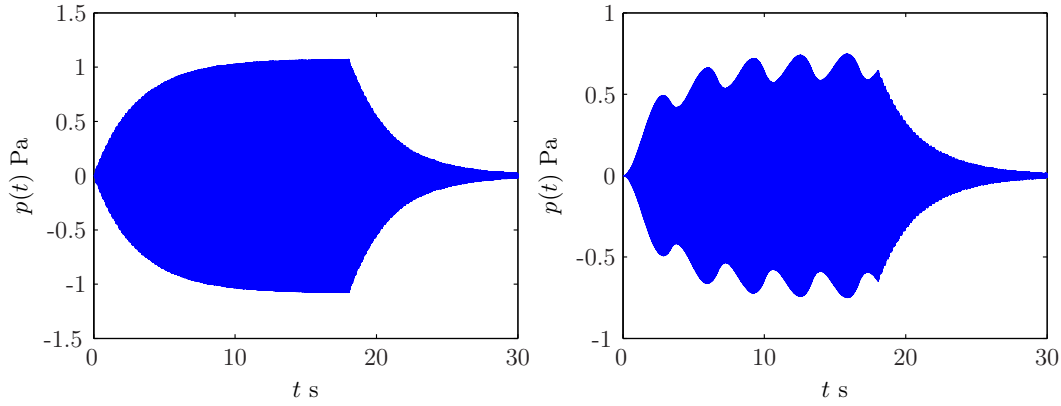


FIG. 4.1: Réponse à une excitation à $f_e = f_s$ en salve (gauche) et modulée à 100% à $f_m = 0,3$ Hz (droite)

Ce comportement est très proche de celui en champ diffus décrit par Houtgast et Steeneken [50]. Ils ont montré avec la fonction de transfert de modulation comment la réduction de la modulation du son variant en fonction de la fréquence de modulation, peut fournir un bon indicateur de la qualité d'intelligibilité de la parole. Aussi on choisit de caractériser les phénomènes observés aux basses fréquences en se basant sur ce travail.

Quand la fréquence d'excitation est différente d'une fréquence propre, on entend un battement du niveau acoustique s'amortissant en atteignant le régime établi. La forme d'onde permet de se rendre compte de ce "trémolo" audible (4.2). Plus l'écart entre la fréquence d'excitation et le mode le plus proche est grand, plus ce battement sera lent. Quand cet écart est trop important, le niveau est beaucoup plus bas et il devient difficile de percevoir le comportement de la salle entre les premiers modes.

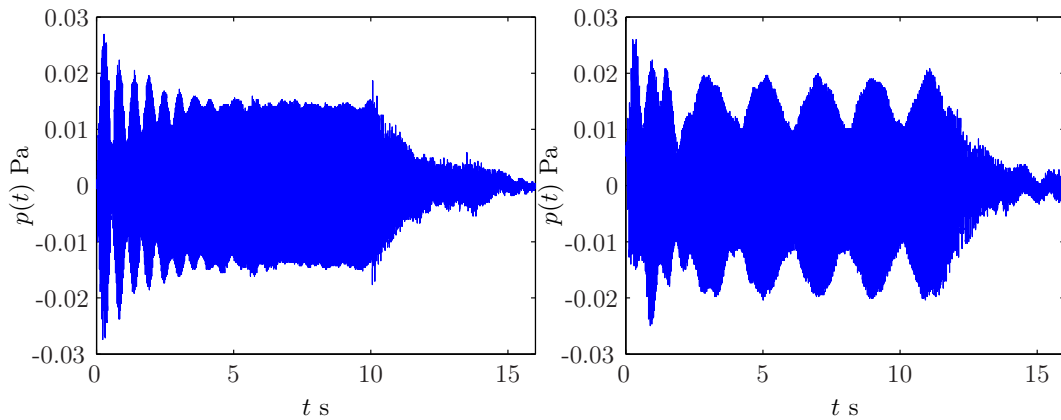


FIG. 4.2: Réponse à une excitation à $f_e \neq f_s$ en salve (gauche) et modulée à 50% à $f_m = 0,5$ Hz (droite)

L'observation de la forme d'onde de la pression dans la salle réverbérante excitée par une salve à une fréquence propre montre les différentes phases du comportement de la salle (figure 4.3).

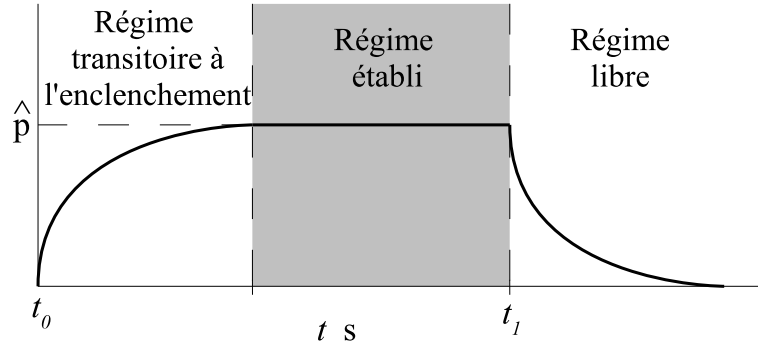


FIG. 4.3: Comportement d'une salle excitée par une salve de durée t_l , à une fréquence propre f_n .

Lorsque le régime transitoire à l'enclenchement se stabilise et ne présente plus de variation de valeur de crête (enveloppe horizontale), on est en régime établi. Dans la suite nous allons successivement étudier les quatre cas selon la fréquence d'excitation f_e et l'amplitude de la modulation :

- $\Delta f = |f_e - f_n| = 0$ avec $m = 0$
- $\Delta f = |f_e - f_n| = 0$ avec $0 < m < 1$
- $\Delta f = |f_e - f_n| \neq 0$ avec $m = 0$
- $\Delta f = |f_e - f_n| \neq 0$ avec $0 < m < 1$

4.1.2 Chaîne de mesure

On utilise la chaîne de mesure suivante pour l'observation de l'évolution temporelle du débit du haut-parleur et de la pression dans la salle (4.4).

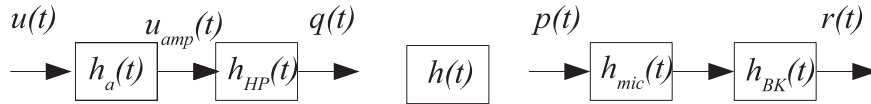


FIG. 4.4: Diagramme de la chaîne de mesure, avec à gauche la chaîne d'émission caractérisée par les réponses impulsionnelles de l'amplificateur de puissance, $h_{amp}(t)$, du haut-parleur, $h_{HP}(t)$; et à droite la chaîne de réception caractérisée par les réponses impulsionnelles du microphone, $h_{mic}(t)$ et du conditionneur pour microphone, $h_{BK}(t)$.

La chaîne de mesure se compose de la chaîne d'émission entre la tension d'excitation $u(t)$ et le débit du haut-parleur $q(t)$; et la chaîne de réception entre la pression $p(t)$ et tension $r(t)$ reçue par le système d'acquisition.

Nous utilisons, dans la salle réverbérante, le système haut-parleur étudié précédemment, alimenté par un amplificateur Allen&Heath, et un microphone Brüel & Kjaer 4165

polarisé par son conditionneur. Le système d'acquisition est une carte National-Instrument contrôlée par Labview.

Les phénomènes observés sont de longue durée aussi les phénomènes transitoire beaucoup plus courts dans la chaîne peuvent être négligés. Comme nous venons de le voir, les premières mesures montrent des battements en amplitudes à l'enclenchement de la source, phénomène parfaitement audible. Ainsi, dans le but de représenter et caractériser ce qui est audible, on s'intéresse d'abord à l'amplitude instantanée de la pression, à l'enclenchement et à l'arrêt de la source. L'étude portera donc sur l'amplitude de la pression acoustique et pour ce faire, il va être nécessaire de traiter le signal enregistré, afin de ne travailler que sur l'enveloppe. Il est en effet intéressant de comparer le comportement aux basses fréquences avec celui en champ diffus.

Les conditions suivantes peuvent alors être adoptées :

- $q(t) = \delta(t) * u(t)$
- $r(t) = \delta(t) * p(t)$,

où $\delta(t)$ est l'impulsion de Dirac.

On suppose la chaîne de mesure stable, car la fonction de transfert totale de la chaîne de transmission, hormis celle de la salle, est assimilable à un dirac. On part ainsi de l'hypothèse que tout ce que l'on observe est dû à la salle. Finalement, la chaîne se limite au diagramme suivant :

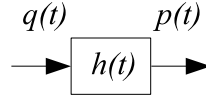


FIG. 4.5: Diagramme de la chaîne considérée.

On obtient l'enveloppe de $p(t)$ par une transformation de Hilbert ([19]) sous Matlab, selon la figure (4.6). Cette illustration est valide si le rapport signal sur bruit est bon et le signal monotonal, ce qui est le cas ici.

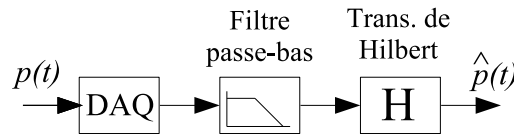


FIG. 4.6: Diagramme de la chaîne de traitement pour obtenir l'enveloppe.

4.1.3 Définition des excitations

La première excitation est une salve de durée adaptée aux phénomènes que l'on se propose d'observer, à l'enclenchement et à l'extinction de la source (figure 4.7).

La seconde est un son pur modulé de façon à ce que la puissance $P(t)$ varie cosinusoidalement. En effet, les phénomènes observés peuvent altérer l'intelligibilité, qui est caractérisée par des mesures basées justement sur des modulations de puissance.

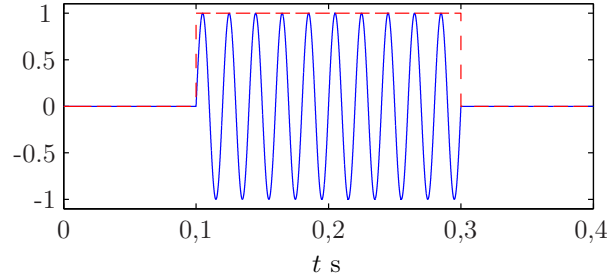


FIG. 4.7: Illustration d'une excitation en salve de 0,2 secondes à 50 Hz (bleu -) et son enveloppe (rouge - -).

$$P(t) = P_0 \sin^2(\omega \cdot t) \cdot (1 + m \cdot \cos(\Omega \cdot t + \varphi_0)) \quad (4.1)$$

A partir de cette puissance, on obtient la tension d'excitation par (4.2).

$$u(t) = \hat{U}_0 \sin(\omega \cdot t) \cdot \sqrt{1 + m \cdot \cos(\Omega \cdot t + \varphi_0)} \quad (4.2)$$

avec :

- ω , la pulsation du son
- Ω , la pulsation de modulation, avec $\Omega = 2\pi f_m$
- φ_0 , phase initiale de modulation
- m , la profondeur de modulation ; si $m = 1$, la modulation est de 100%, si $m = 0$, il n'y a pas de modulation.

Ces deux excitations seront d'abord utilisées aux fréquences propres ($f = f_n$), puis à des fréquences se situant entre les fréquences propres.

Tous les signaux générés pour l'excitation ont des périodes complètes pour éviter toute discontinuité propice à l'excitation du régime libre.

4.2 Caractérisation de la valeur de crête de la réponse aux fréquences propres

4.2.1 Réponse à une salve

L'excitation à la fréquence propre $f_{(1,1,0)} = 34,9$ Hz est générée avec une enveloppe en forme de créneau. L'enveloppe de la pression mesurée dans la salle réverbérante, pour une salve de 18 secondes, est représentée à la figure (4.8). Comme pour le champ diffus, quand une source de puissance excitant un mode propre est éteinte, le son s'amortit exponentiellement [37]. La décroissance prend donc la forme d'une exponentielle, dont le coefficient

d'amortissement γ_n doit être déterminé. Une fois celui-ci connu, l'enveloppe de la pression à 34,9 Hz peut être calculée (figure 4.8).

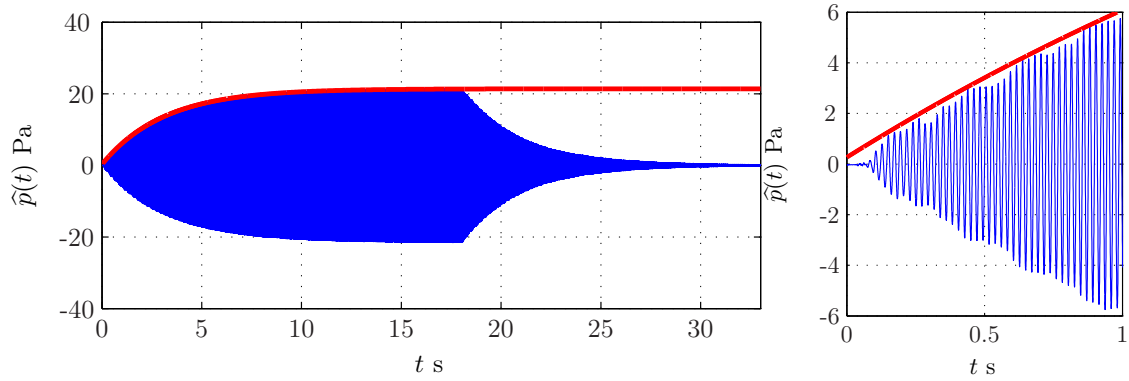


FIG. 4.8: Pression acoustique et son enveloppe pour une salve à 34,9 Hz (en bleu), comparée avec une exponentielle croissante (en rouge) ; représentation complète à gauche et zoom à droite.

La décroissance à l'extinction de la source se fait aussi de manière exponentielle, avec un coefficient d'amortissement identique.

4.2.2 Postulat

On s'intéresse ici uniquement à l'enveloppe de la valeur de crête $\hat{p}(t)$ de la pression acoustique. L'expérience montre que $\hat{p}(t)$ peut être obtenue par convolution de l'enveloppe de l'excitation avec une fonction d'amplitude $a(t)$.

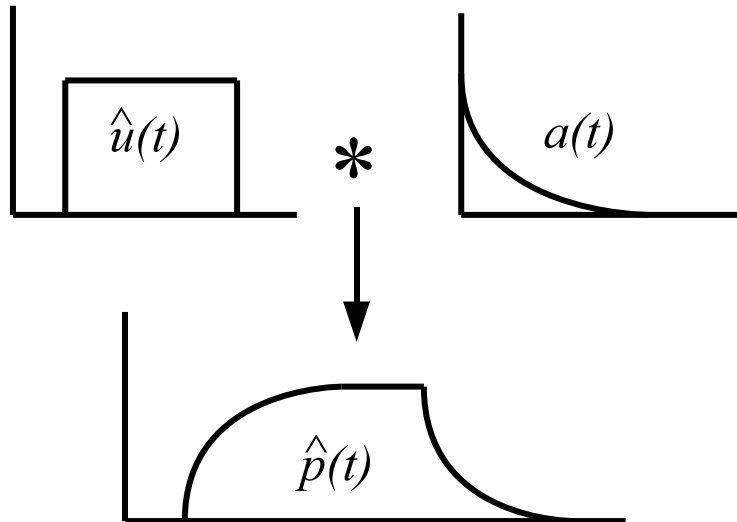


FIG. 4.9: Principe de prévision de la valeur de crête de la pression.

On postule donc que la fonction d'amplitude $a(t)$ est de la forme :

$$a(t) = \hat{p}_\omega \cdot e^{-\gamma_n(t-\tau)} \quad (4.3)$$

où \hat{p}_ω est la valeur de crête de la pression, en régime forcé à la pulsation ω . Elle dépend de l'amplitude de l'excitation, mais aussi de l'emplacement de mesure, comme nous l'avons vu au chapitre 2. τ est le temps de propagation entre le haut-parleur et le microphone. Dans le cas présent, la distance est de 7 m (figure 2.14). Ainsi : $\tau = \frac{d}{c} = 20,6$ ms.

On adopte la démarche suivante : quand l'excitation est une salve, la fonction d'amplitude est approximée analytiquement à partir de mesures effectuées dans la salle réverbérante.

Une fois la fonction d'amplitude $a(t)$ connue, l'amplitude de la réponse $\hat{p}(t)$ pourrait être obtenue pour n'importe quelle modulation de l'excitation, en convoluant l'amplitude de l'excitation $\hat{u}(t)$ et $a(t)$. L'idée est ici d'obtenir facilement et sans considération fréquentielle, l'évolution de l'amplitude instantanée de pression selon l'excitation.

Déjà utilisé au deuxième chapitre, γ_n est le facteur dissipatif ou coefficient d'absorption de chaque mode n . Pour le troisième mode à la fréquence $f_{110} = 34,9$ Hz, il est de $\gamma_3 = \gamma_{110} = 0,38$ s⁻¹. Les deux notations γ_n et $\gamma_{n_x n_y n_z}$ sont utilisées, selon que le mode est identifiable ou non.

Les mesures sur les six premiers modes propres sont données dans le tableau 4.2.2.

Fréquence	γ_n (chapitre 2)	γ_n (chapitre 4)
20,36 Hz	$\gamma_{(1,0,0)} = 0,18$ s ⁻¹	$\gamma_{(1,0,0)} = 0,14$ s ⁻¹
26,76 Hz	$\gamma_{(0,1,0)} = 0,29$ s ⁻¹	$\gamma_{(0,1,0)} = 0,45$ s ⁻¹
34,9 Hz	$\gamma_{(1,1,0)} = 0,24$ s ⁻¹	$\gamma_{(1,1,0)} = 0,38$ s ⁻¹
40,92 Hz	$\gamma_{(0,0,1)} = 0,27$ s ⁻¹	$\gamma_{(0,0,1)} = 0,29$ s ⁻¹
45,1 Hz	$\gamma_{(1,0,1)} = 0,31$ s ⁻¹	$\gamma_{(1,0,1)} = 0,32$ s ⁻¹
51,1 Hz	$\gamma_{(0,1,1)} = 0,56$ s ⁻¹	$\gamma_{(0,1,1)} = 0,67$ s ⁻¹

TAB. 4.1: Coefficients d'amortissement des six premiers modes estimés avec le facteur de qualité (au chapitre 2) et estimés à partir du régime libre (au chapitre 4).

Une excitation de 18 s suffit à la détermination des γ_n , puisque la constante de temps de l'exponentielle est au maximum d'environ 5 s, sauf pour le premier mode, qui devra être excité plus longtemps pour trouver finalement $\gamma_1 = 0,14$. Il est intéressant de comparer ces valeurs avec celles calculées en régime établi à partir des facteurs de qualité de chaque mode au deuxième (tableau 2.1.7). On constate quelques différences, mais la tendance générale est conservée. Il faut rappeler que les valeurs de γ_n , calculées au deuxième chapitre, ne tenait pas compte de l'interaction électroacoustique.

On calcule ainsi la valeur de crête de la pression $\hat{p}(t)$ en convoluant l'enveloppe de l'excitation $\hat{u}(t + \tau)$ à la fonction d'amplitude $a(t)$.

$$\hat{p}(t) = \hat{u}(t + \tau) * a(t) \quad (4.4)$$

Le résultat obtenu pour une salve à 34,9 Hz est représenté à la figure (4.10). On observe une très bonne correspondance entre les amplitudes des pressions simulée et mesurée.

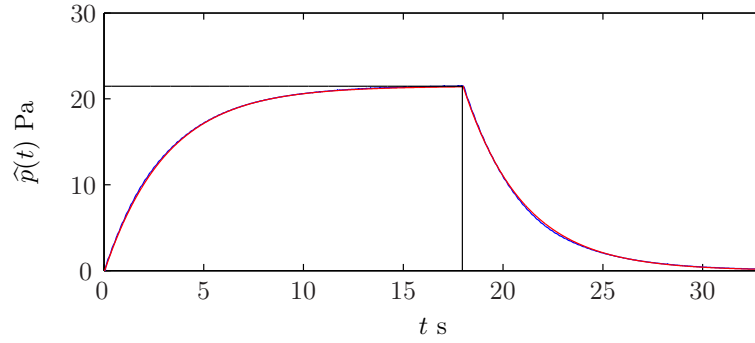


FIG. 4.10: Envelopes de la réponse à une salve à 34,9 Hz mesurée (bleu -) et simulée (rouge -).

4.2.3 Réponse à une excitation modulée sinusoïdalement

Dans ce paragraphe, il s'agit de vérifier si la fonction d'amplitude s'applique également à une excitation modulée.

On admet à nouveau que la convolution de l'enveloppe de l'excitation avec la fonction d'amplitude permet d'obtenir l'amplitude de la pression.

Dans les figures (4.11) sont représentés deux cas de modulation en amplitude, à deux fréquences différentes. Dans celle de gauche, la fréquence de l'excitation est de $f_{110} = 34,9$ Hz, la modulation d'enveloppe se fait à $f_m = 0,1$ Hz, avec une profondeur m de 0,8. Celle de droite montre l'amplitude de la réponse à l'excitation du premier mode propre de la salle ($f_{100} = 20,35$ Hz), avec $m = 1$ et $f_m = 0,3$ Hz. Sur les deux figures sont représentées les enveloppes des réponses mesurée et simulée, ainsi que celle de l'excitation, c'est à dire la tension aux bornes du haut-parleur.

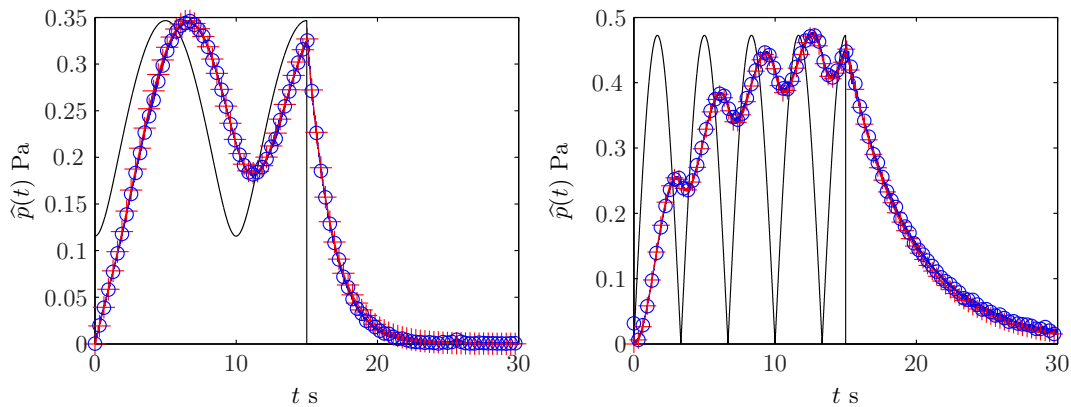


FIG. 4.11: Mesures (bleu o) et simulations (rouge +) des amplitudes instantanées aux excitations modulées suivantes (noir) : ($f_{110} = 34,9$ Hz ; $m = 0,8$; $f_m = 0,1$ Hz) à gauche et ($f_{100} = 20,35$ Hz ; $m = 1$; $f_m = 0,3$ Hz) à droite. Les mesures sont réalisées au coin D de la salle réverbérante, le haut-parleur étant dans l'angle A.

4.3. Caractérisation du régime variable à des fréquences différentes des fréquences propres 63

On observe que les courbes simulées et mesurées sont semblables. La simulation se trouve parfois légèrement en dessous de la courbe mesurée, les écarts sont dus essentiellement à l'influence du régime libre, qui sera étudié plus tard.

On observe une très nette diminution de l'amplitude de la modulation, entre l'excitation et la réponse $p(t)$. Plus la fréquence de modulation est élevée, plus cette diminution est importante. La figure (4.12) permet de visualiser les caractéristiques de l'amplitude instantanée de la pression à la fréquence f_n . Selon son propre γ_n , l'amplitude va croître tout en présentant les modulations de l'excitation mais avec une profondeur moindre que m et présente un décalage temporel avec l'excitation. Une situation "stable" est atteinte quand les variations d'amplitude sont périodiques autour d'une valeur seuil définie par le régime forcé. On retrouve les caractéristiques connues de sons modulés en champ diffus.

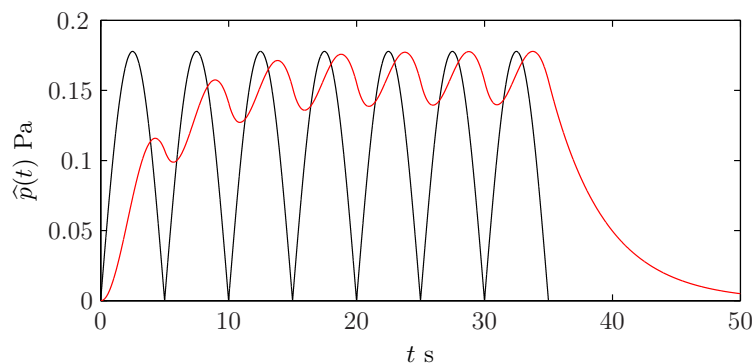


FIG. 4.12: Amplitude instantanée de la pression (rouge) et amplitude instantanée de l'excitation (noir) ($m = 1$ et $f_m = 0,2$ Hz) de l'excitation d'une durée de 35 s.

Une fois la fonction d'amplitude $a(t)$ connue, elle pourrait s'appliquer à n'importe quelle enveloppe d'excitation pour trouver la valeur de crête de $p(t)$ qualifiant ainsi la réponse du système.

4.3 Caractérisation du régime variable à des fréquences différentes des fréquences propres

Il est maintenant intéressant de voir si une fonction d'amplitude, $a(t)$, peut aussi être trouvée pour des fréquences entre les modes propres. On va essayer de la généraliser pour connaître l'enveloppe de la réponse de la salle réverbérante quelle que soit la fréquence et la modulation de l'excitation.

4.3.1 Réponse à une salve

La figure (4.13) est une mesure de la réponse de la salle réverbérante à une excitation à $f = 44,7$ Hz, donc à $\Delta f = |f_n - f| = 0,47$ Hz du mode le plus proche, avec une enveloppe en forme de créneau de durée 18 s. L'enveloppe de la pression mesurée présente une oscillation sinusoïdale amortie et dépasse momentanément l'amplitude en régime forcé. Il s'agit de la caractériser analytiquement, pour en extraire une fonction d'amplitude.

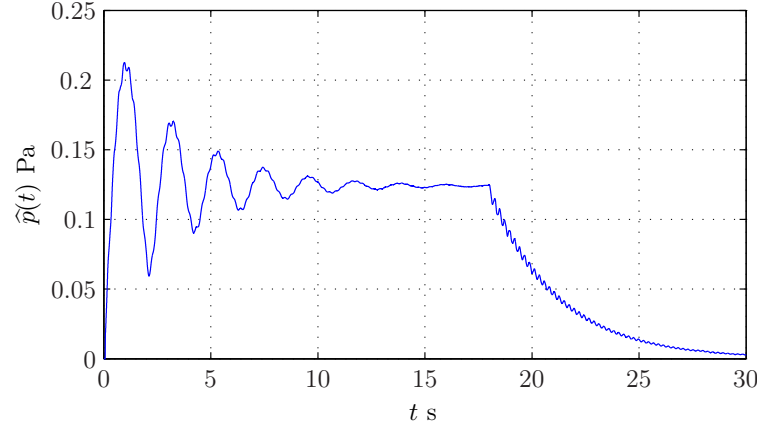


FIG. 4.13: Amplitude instantanée de la réponse de la salle réverbérante excitée par une salve de 18 s à 44,70 Hz, soit à 0,47 Hz du mode le plus proche.

On s'aperçoit également que la décroissance à la fin de l'excitation (après 18 s) se fait de manière exponentielle, comme sur les modes, mais avec des oscillations de l'enveloppe. L'étude de plusieurs signaux montre que les oscillations apparaissent et deviennent de plus en plus importantes au fur et à mesure que Δf augmente. Le régime libre sera détaillé plus loin. L'intérêt se porte pour l'instant sur le transitoire suivant l'enclenchement de la source. Aussi, dans la suite, l'amplitude de la réponse ne sera-t-elle étudiée que pendant la durée de l'excitation.

4.3.2 Fonction d'amplitude

Il s'agit maintenant d'approximer au mieux la fonction d'amplitude mesurée. La constante de temps de l'amortissement est trouvée expérimentalement : pour $f = 34,2$ Hz, $\gamma_{34,2} = 0,56 \text{ s}^{-1}$, pour $f = 33,0$ Hz, $\gamma_{33,0} = 0,83 \text{ s}^{-1}$.

On constate que les battements se font de manière sinusoïdale, avec une fréquence $\Delta f = |f_n - f|$ (figure 4.13). Le facteur d'amortissement estimé a tendance à augmenter et diverger de celui du mode avec Δf .

On postule que la fonction d'amplitude pour des fréquences entre les modes est de la forme :

$$a(t) = \hat{p}_\omega \cdot e^{-\gamma_{\Delta f}(t-\tau)} \sin(2\pi \cdot \Delta f \cdot (t - \tau)) \quad (4.5)$$

avec :

- p_ω , la valeur de crête de la pression en régime forcée à la pulsation ω
- Δf , l'écart de fréquence à la fréquence propre la plus proche
- $\gamma_{\Delta f}$, le facteur d'amortissement.

Pour $\Delta f = 0$, donc sur une fréquence propre, l'équation (4.5) équivaut à (4.3).

Dans les figures (4.14) et (4.15) sont représentées les amplitudes calculées pour des excitations à 34,2 Hz ($\Delta f = 0,6$ Hz) et 33,0 Hz ($\Delta f = 1,8$ Hz). Pour chaque paire de figures (4.14) et (4.15), la réponse entière se trouve à gauche, et un agrandissement du début du signal est donné à droite.

4.3. Caractérisation du régime variable à des fréquences différentes des fréquences propres⁶⁵

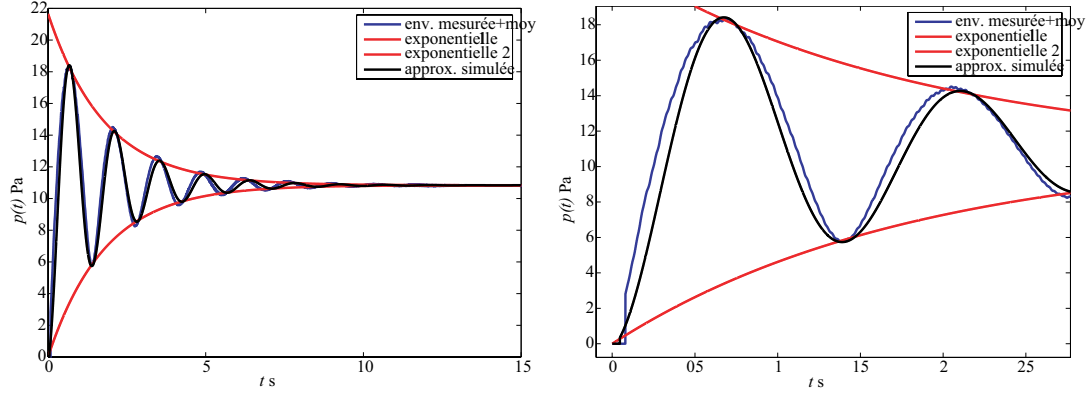


FIG. 4.14: Mesure et approximation de l'amplitude instantanée de la pression à $f = 34,2$ Hz ($\Delta f = 0,6$ Hz), courbe entière (gauche) et agrandissement (droite)

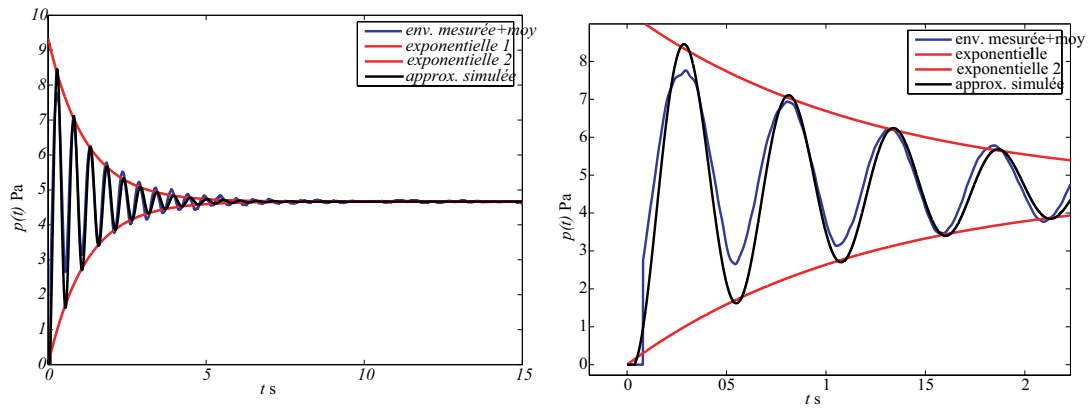


FIG. 4.15: Mesure et approximation de l'amplitude instantanée de la pression à $f = 33,0$ Hz ($\Delta f = 1,8$ Hz), courbe entière (gauche) et agrandissement (droite).

Les résultats obtenus ici présentent des différences plus importantes qu'aux fréquences propres mais restent suffisamment descriptifs du phénomène de battement, dû à Δf .

Cependant, comme on peut le voir sur la figure (4.16), l'amplitude instantanée ne présente plus de battements prévisibles par le modèle. Dès lors la prévision ne peut s'appliquer que pour des fréquences centrées autour des fréquences propres, ce qui implique de définir le domaine de validité par l'expérience.

Il faudrait prendre en compte l'influence au moins des deux modes au voisinage de la fréquence d'excitation pour étendre le modèle. Mais on remarque aussi que les phénomènes entre les modes sont moins audibles que ceux très proches des modes.

4.3.3 Réponse à une enveloppe modulée cosinusoidalement

Comme précédemment, il s'agit de vérifier la validité de $a(t)$ pour une excitation modulée.

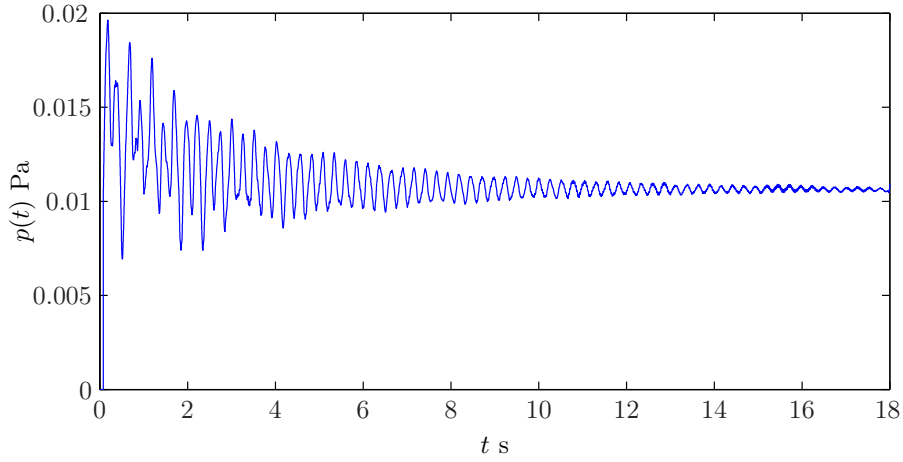


FIG. 4.16: Amplitude instantanée de la pression dans la salle réverbérante excitée par une salve de 18 s à 37 Hz, soit exactement entre les modes à 34,9 Hz et à 40,9 Hz.

Dans les figures (4.17) à (4.19) sont représentées trois amplitudes, calculées à des fréquences proches de fréquences propres : les excitations sont toujours à la fréquence de 44,5 Hz ($\Delta f = 0,67$ Hz) ; la première enveloppe est non-modulée, la deuxième est une modulation complète à 0,1 Hz. La troisième figure représente quant à elle la réponse à une enveloppe modulée à 90 % à 0,3 Hz.

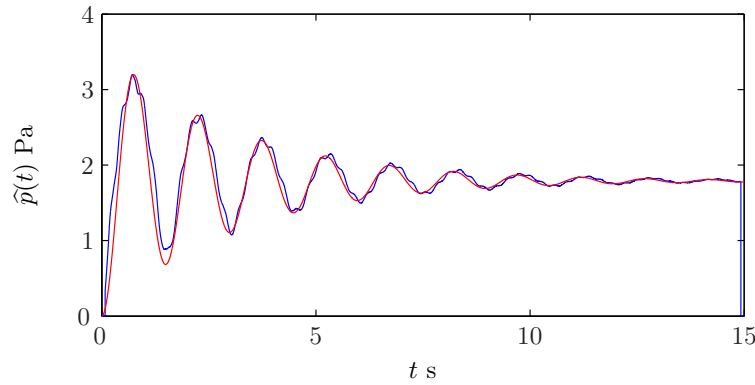


FIG. 4.17: Mesure et simulation de l'enveloppe de la réponse à une salve à 44,5 Hz, $\Delta f = 0,67$ Hz.

On constate que les simulations donnent des résultats satisfaisants au vu de nos exigences. On arrive à évaluer assez précisément quelle sera l'amplitude instantanée de la pression pour des modulations d'amplitude de l'excitation.

4.3.4 Commentaires

De nombreux exemples pourraient être ajoutés ici pour soutenir les analyses et simulations, et illustrer les phénomènes. On peut néanmoins dire, à partir des observations faites, qu'il est possible de prévoir en première approximation la réponse d'une salle à une excitation, à des fréquences différentes mais encore proches des fréquences propres. Ces pré-

4.3. Caractérisation du régime variable à des fréquences différentes des fréquences propres⁶⁷

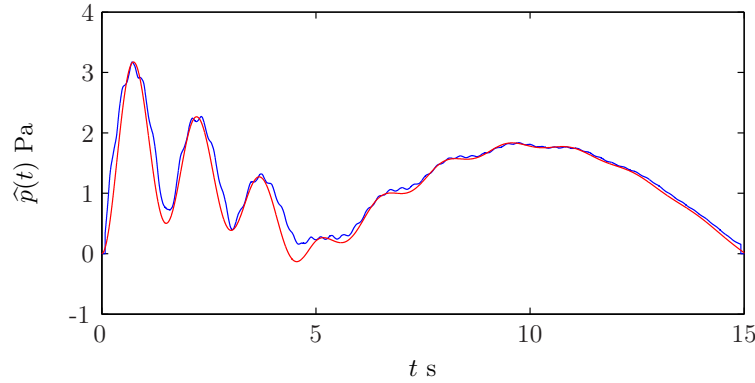


FIG. 4.18: Mesure et simulation de l'enveloppe de la réponse à une excitation à 44,5 Hz ($\Delta f = 0,67$ Hz) à enveloppe modulée : $f_m = 0,1$ Hz, $m = 1$.

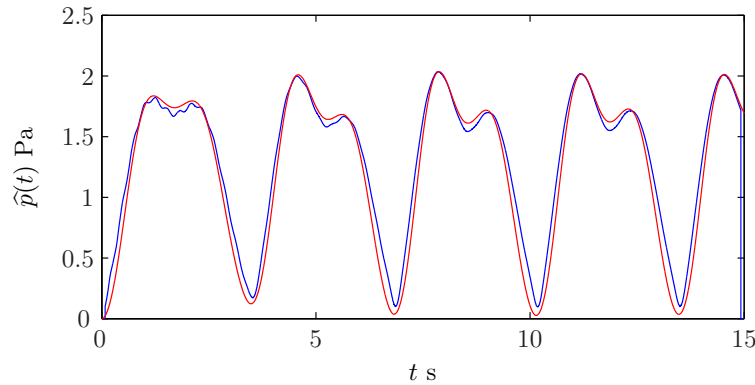


FIG. 4.19: Mesure et simulation de l'enveloppe de la réponse à un excitation à 44,5 Hz ($\Delta f = 0,67$ Hz) à enveloppe modulée : $f_m = 0,3$ Hz, $m = 0,9$

visions sont clairement moins bonnes que sur les modes propres, mais restent suffisantes en première analyse. Mais pour Δf trop grand une analyse à partir d'une seule fréquence propre ne s'avère plus possible.

Il faudrait considérer les fréquences propres inférieure et supérieure les plus proches, si bien que l'on peut affirmer que ce modèle n'est applicable qu'au voisinage des fréquences propres. L'expérience montre que le domaine de validité se limite aux fréquences d'excitation f_e telles que $|f_e - f_n| < 1/3|f_n - f_{n-1}|$ et $|f_e - f_n| < 1/3|f_n - f_{n+1}|$. Il est évident que plus la densité fréquentielle des modes augmente, moins grandes seront les bandes de fréquences autour des fréquences propres pour lesquelles le modèle est utile. Pour étendre le modèle, il serait utile de rapprocher le principe physique du comportement observé à celui plus connu de la démodulation utilisée en radio notamment ou celui plus général des signaux analytiques [19]. Cette modélisation permet cependant de décrire les phénomènes les plus audibles au centre de nos préoccupations.

4.4 Observations dans le plan temps-fréquence

On vient de caractériser les variations en amplitude observées dans une salle excitée par une source modulée en amplitude. Dans cette étude, il a été fait abstraction du comportement fréquentiel. Les limites avérées de ce modèle encouragent à observer la pression $p(t)$ dans le plan temps-fréquence.

L'observation, dans le plan temps-fréquence, de l'établissement et de l'extinction du son dans une salle demande un traitement spécifique de la forme d'onde de la pression mesurée. Le spectrogramme acoustique, ou sonogramme, est alors utilisé. Il montre que, même si l'on excite à une fréquence fixe, le spectre à l'enclenchement et celui à l'arrêt de la source présente des niveaux importants aux fréquences propres. C'est ce qui va être étudié maintenant.

La figure (4.25) montre tout d'abord la réponse à une salve de 18 s à 43 Hz, c'est-à-dire entre deux modes. A l'arrêt de l'excitation, la puissance se déplace sur les modes, dont les amplitudes diminuent selon leur amortissement individuel : c'est le régime libre. A l'enclenchement de la source, on observe, en plus de l'excitation à 43 Hz, un phénomène similaire au régime libre d'extinction. Dans les deux cas, les modes dont les fréquences propres sont les plus proches de la fréquence d'excitation, ont le niveau le plus élevé.

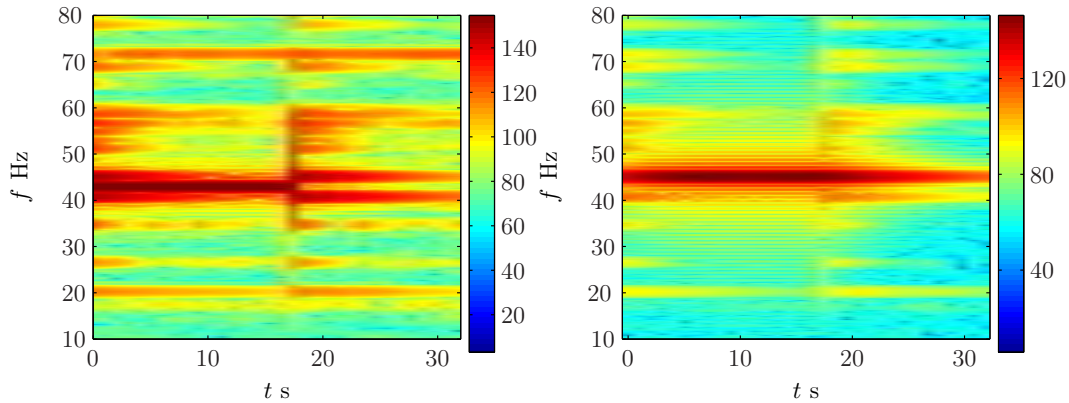


FIG. 4.20: Sonogramme d'une salve de 18 s à 40 Hz à gauche et sonogramme d'une salve de 18 s à 45,17 Hz (fréquence propre) à droite.

Quand la fréquence d'excitation (appelée f_e dans la suite) est une fréquence propre, par exemple $f_e = f_6 = 45,17$ Hz, une grande partie de la puissance se concentre à cette fréquence. A l'enclenchement comme à l'arrêt de l'excitation, le régime libre est beaucoup moins excité aux autres fréquences propres.

Ces deux sonogrammes permettent de distinguer les différents phénomènes qui se succèdent lors d'une excitation en salve. Mais le manque de précision fréquentielle et temporelle empêche une analyse complète. Il est néanmoins possible de décrire les comportements observés.

Pour une excitation en salve sinusoïdale d'amplitude constante, plusieurs comportements se succèdent :

1. à l'enclenchement de la source apparaît un régime transitoire, composé d'une part du régime libre et d'autre part, de l'établissement du régime forcé
2. ensuite vient le régime forcé, caractérisé par un niveau acoustique indépendant du temps
3. enfin, à l'extinction de la source, le régime libre.

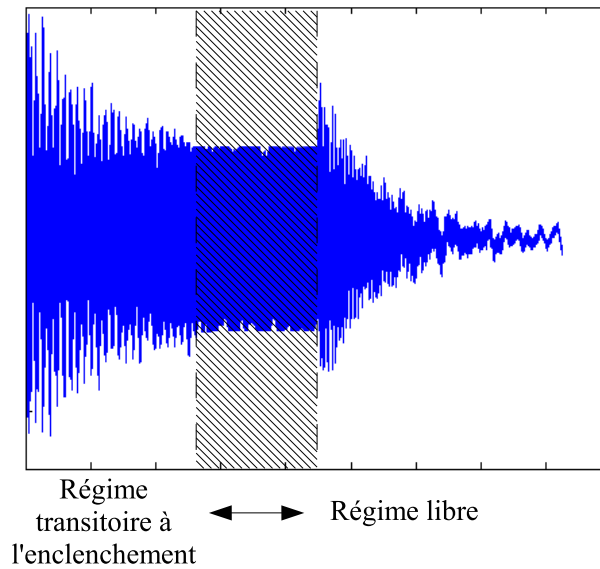


FIG. 4.21: Il s'agit de déterminer la relation entre le régime libre observé à l'enclenchement, inclus dans le régime transitoire, et celui à la coupure de la source. La zone hachurée représente le régime forcé, où les contributions du régime libre à l'enclenchement devient négligeable.

Il faut préciser que le régime libre à l'enclenchement apparaît quelle que soit la source utilisée. Après vérification avec d'autres systèmes haut-parleur, on peut dire que le transitoire à l'enclenchement des haut-parleurs (cf. chapitre 1) n'a pas d'influence. Bien que le comportement de chaque système haut-parleur diffère un peu, celui de la salle reste le même.

4.4.1 Observation spectrale du régime transitoire et du régime libre

A l'extinction de la source, le son décroît de manière exponentielle sur chaque mode. La somme des contributions de chaque mode s'écarte donc souvent de l'allure d'une exponentielle décroissante : c'est le régime libre.

L'observation des sonogrammes permet de faire deux constats : quand une source est brusquement arrêtée alors que le champ acoustique est périodique de fréquence f , chaque mode oscille avec sa propre fréquence propre f_n , son amplitude décroissant avec le temps,

selon son facteur d'amortissement γ_n . Chaque mode sera d'autant privilégié qu'il est proche de la fréquence d'excitation.

On postule que le régime transitoire à l'enclenchement est composé du régime transitoire à la fréquence d'excitation et du régime libre. Il s'agit ici de déterminer si ce régime libre à l'enclenchement dépend, comme le régime libre à l'extinction, de la fréquence d'excitation et quelle est la relation entre ces deux régimes libres. Le régime libre, défini par la théorie, est aussi plus facilement caractérisable expérimentalement. Il va ainsi servir de départ à la compréhension puis la caractérisation de l'établissement du régime forcé.

Pour ce faire, on réalise une analyse fréquentielle des dix premières secondes de la réponse et des dix premières de la décroissance. Le spectre à l'enclenchement est comparé au spectre à l'extinction. La densité spectrale de puissance $\phi_x(f)$ [19] est utilisée et on observe les niveaux $L_{\phi_x(f)}$ sur une échelle relative.

Diverses observations sont faites aux fréquences $f_5 = 40,87$ Hz, $f = 36$ Hz et à $f = 40$ Hz.

Il apparaît que le spectre du régime libre dépend de la fréquence d'excitation. A l'arrêt de l'excitation, un glissement en fréquence se fait sur les modes les plus proches.

La première figure (4.22(a)) montre qu'à une fréquence propre, la densité spectrale de puissance se concentre sur le mode correspondant. Quand la fréquence d'excitation est proche d'une fréquence propre, le mode correspondant voit aussi sa valeur augmenter mais à une échelle moindre (4.22(b) et 4.22(c)). On note que les modes éloignés des fréquences propres gardent un facteur d'amplitude constant entre eux.

Si l'on différencie les deux densités spectrales, celle de l'enclenchement et celle de l'extinction, on retrouve l'énergie de la source qui excite la salle à la fréquence f_e .

On peut donc dire que le régime libre à l'enclenchement présente la même densité spectrale de puissance que le régime libre à l'extinction. On pourra parler désormais seulement de régime libre, sans faire la distinction entre eux.

4.4.2 Régime libre

Il vient d'être montré que la densité spectrale du régime libre à l'enclenchement est la même que celle du régime libre à la coupure. Il est question ici d'étudier le régime libre dans sa globalité, toujours pour une excitation en salve.

On utilise à nouveau la densité spectrale de puissance des mesures de salves et on en extrait seulement les valeurs des six premiers modes $\Phi_x(f_n)$ pour représenter en fonction de la fréquence d'excitation la valeur de chacun. Cette opération est réalisée, comme précédemment, sur les 10 secondes suivant l'enclenchement de la source et les 10 secondes suivant l'extinction de la source, pour $f = f_n$ avec n de 1 à 6. Les résultats sont présentés dans la figure (4.23).

Il peut être nécessaire de donner un exemple de lecture sur les graphiques précédents. A partir de ces derniers, on tire les valeurs répertoriées dans le tableau suivant (4.2).

Comme les densités spectrales des régimes libres à l'enclenchement et à l'extinction sont les mêmes, la différence des puissances de chaque mode n , doit être nulle sauf quand $f_e = f_n$. En effet dans ce cas la différence donnera la puissance des 10 secondes de l'excitation (figure 4.24). Cette puissance va naturellement dépendre de γ_n ; plus celui-ci est grand,

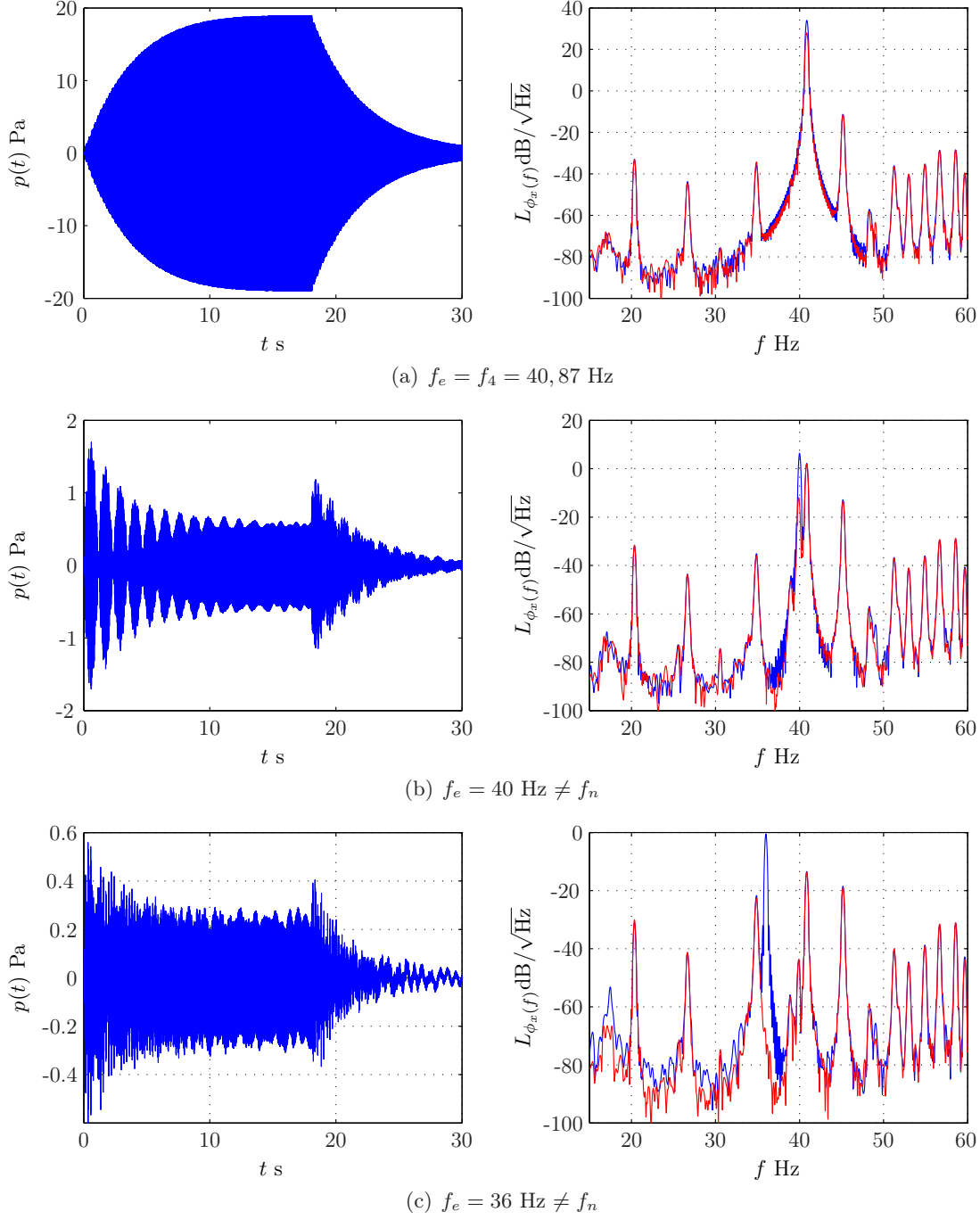


FIG. 4.22: A gauche, réponse à une salve de 18 secondes, à la fréquence indiquée. A droite, densité spectrale de puissance des 10 premières secondes, à l'enclenchement (bleu -) et densité spectrale de puissance des 10 premières secondes à l'extinction (rouge -).

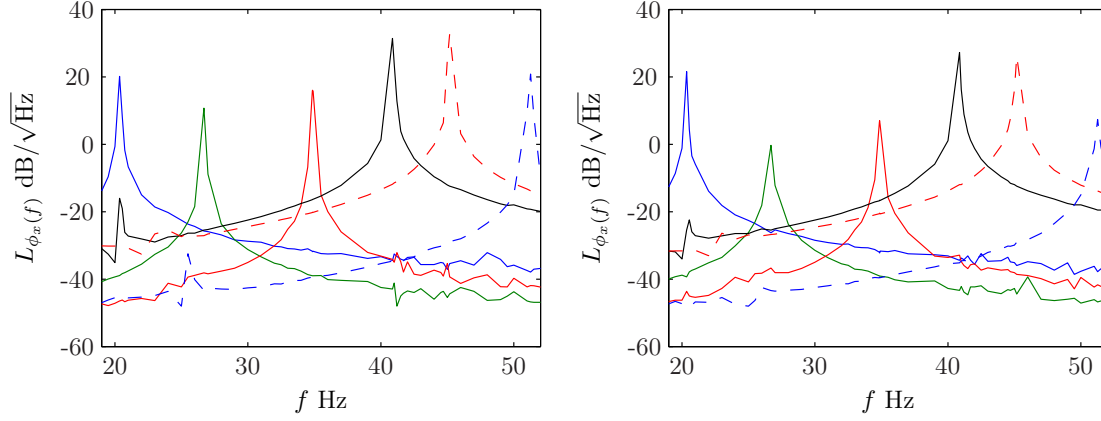


FIG. 4.23: $L_{\phi_x}(f_n)$ de chaque mode n en fonction de la fréquence d'excitation à l'enclenchement de la source (à gauche) et à l'extinction de la source (à droite). La courbe associée au mode n est celle qui présente son maximum à la fréquence propre f_n .

Mode	$f_e = 30$ Hz	$f_e = f_4 = 40,87$ Hz	$f_e = 49$ Hz
1	-31,4 dB	-34,5 dB	-34,1 dB
2	-37,6 dB	-42,9 dB	-46,1 dB
3	-18,2 dB	-34,1 dB	-42,3 dB
4	-17,5 dB	31,5 dB	-17,6 dB
5	-20,9 dB	-11,83 dB	-9,8 dB
6	-40,4 dB	-34,65 dB	-20,13 dB

TAB. 4.2: Niveau de densité de puissance des six premiers modes selon la fréquence d'excitation f_e , pendant les 10 premières secondes suivant l'enclenchement de la source. Valeurs issues de la figure (4.23)

plus vite le mode atteindra son niveau maximum.

Les différences de puissance de chaque mode, présentées à la figure (4.24), confirment qu'entre les fréquences propres, les contributions à chaque mode du régime transitoire à l'enclenchement et du régime libre sont identiques.

Aux fréquences propres, les différences correspondent à la puissance de l'excitation. La puissance totale sur 10 secondes de chaque mode dépend de son coefficient d'amortissement γ_n et du niveau de pression qu'il atteint au régime établi.

Le calcul de la différence de densité de puissance met en relief un autre phénomène ; prenons le sixième mode à $f_6 = 51,25$ Hz, la différence de puissance présente naturellement un maximum pour une excitation à $f_e = f_6$. Nous avons vu que ce maximum correspond à la puissance de l'excitation. Mais on observe aussi à la fréquence d'excitation $f_e = f_6/2$, un niveau de puissance élevé pour le sixième mode. La distortion harmonique du haut-parleur peut expliquer ce phénomène. La réponse du haut-parleur étant faible à 20 Hz, le niveau de pression de la première harmonique due à la distortion peut-être plus élevée que la fondamentale. Il en est de même pour $f_e \simeq 20,4$ Hz qui excite le quatrième mode. Il est aussi possible que ce comportement soit provoqué par le couplage entre les

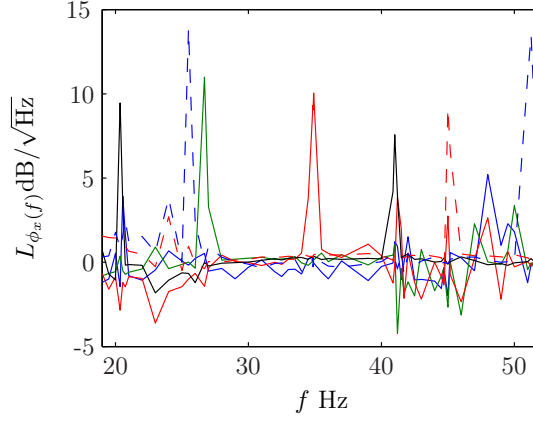


FIG. 4.24: Différence entre les puissances des dix premières secondes à l'enclenchement et à l'extinction de chaque mode n . $n=1$ (bleu -), $n=2$ (vert -), $n=3$ (rouge -), $n=4$ (noir-), $n=5$ (rouge - -), $n=6$ (bleu - -).

modes harmoniques.

Quand $f_e = f_n$, le sonogramme et la densité spectrale de puissance montre que la pression est pratiquement sinusoïdale de fréquence f_n . De plus la forme d'onde de la pression présente une forme exponentielle. Il n'est donc pas surprenant de caractériser le régime libre par une exponentielle.

Comme il est précisé dans [18], quand un son s'arrête au temps t , après une excitation de durée suffisante à l'établissement du régime forcé, on observe le comportement suivant :

$$p((x, y, z), t) = \rho_0 c_0^2 q \omega \sum B_n \cos(\omega t + \Gamma_n) \text{ en } t < 0$$

$$\text{avec } B_n e^{\Gamma_n} = \frac{\psi_n(x, y, z) \psi_n(x_0, y_0, z_0)}{\omega^2 - \omega_n^2 - 2i\omega\gamma_n} \quad (4.6)$$

$$p((x, y, z), t) = \rho_0 c_0^2 q \omega \sum C_n e^{-\gamma_n t} \cos(\omega_n t + \Omega_n) \text{ en } t > 0$$

$$\text{avec } C_n e^{\Omega_n} = \frac{\psi_n(x, y, z) \psi_n(x_0, y_0, z_0)}{\omega^2 - (\omega_n + i\gamma_n)^2} \quad (4.7)$$

Avant l'extinction ($t < 0$), c'est la situation de régime forcé à la pulsation ω . L'amplitude du son est constante. Après l'extinction, chaque mode oscille avec sa propre pulsation ω_n en décroissant avec le temps selon son propre facteur dissipatif γ_n . Chacun aura son amplitude propre, dépendant de son écart avec ω . Il est important de distinguer le régime libre à l'extinction, du régime libre "explosif", qui peut par exemple apparaître suite à une excitation en impulsion ([17]). Les deux comportements sont en effet différents.

Le sonogramme (4.25) montre, à la coupure de l'excitation, le glissement de la puissance à f_e vers les fréquences propres voisines.

Le sonogramme ne permet pas de voir en détail la transition entre le régime forcé et le régime libre. On en reste donc à la formulation énoncée précédemment avec un changement brusque à l'arrêt de la source.

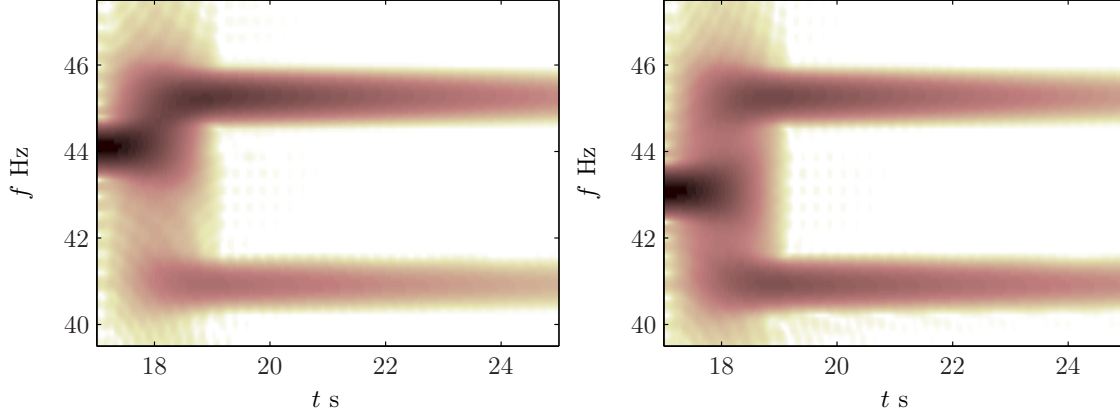


FIG. 4.25: Agrandissement du sonogramme à la coupure de la source pour les fréquences d'excitation, $f_e = 43$ Hz à gauche et $f_e = 44,5$ Hz à droite.

4.4.3 Pression à l'enclenchement de la source

Les sonogrammes montrent que le régime libre est excité à l'enclenchement de la source même si l'excitation est modulée et a une amplitude nulle au départ. Au régime libre s'ajoute la réponse à l'excitation qui croît exponentiellement.

Aussi la réponse réelle de la salle semble-t-elle plutôt de la forme suivante (4.8) :

$$p((x, y, z), t) = \rho_0 c_0^2 q \omega \sum \left(C_n e^{-\gamma_n t} \sin(\omega_n t + \Omega_n) + B_n (1 - e^{-\Gamma_n t}) \cos(\omega t + \Gamma_n) \right) \quad (4.8)$$

A l'établissement du régime forcé, à la fréquence d'excitation, s'ajoute le régime libre. La notion de phase entre les modes et l'excitation est primordiale puisque c'est elle qui va déterminer les battements en amplitude décrits au début de ce chapitre.

La pression $p((x, y, z), t)$ est calculée selon (4.7) dans la salle réverbérante, à partir des γ_n estimés précédemment. Les densités spectrales de puissance sont représentées dans la figure (4.26).

Pour valider ce modèle des mesures ont été réalisées dans une salle parallélépipédique de dimensions 10,6 m x 3,8 m x 2,3 m. On compare les formes d'onde ainsi que les densités spectrales obtenues avec celles mesurées.

Il est difficile de comparer les formes d'onde puisque une erreur même minime des phases Γ_n et Ω_n peut totalement modifier leur allure. Cela peut expliquer l'erreur apparente d'amplitude au début de la forme d'onde calculée. Aussi les comparaisons se font sur les densités spectrales. Celles-ci présentent une allure très similaire.

Ce modèle semble caractériser correctement les phénomènes observés précédemment mais son utilisation reste assez délicate notamment à cause des déphasages entre modes. Une étude plus approfondie est nécessaire à la validation complète de la méthode.

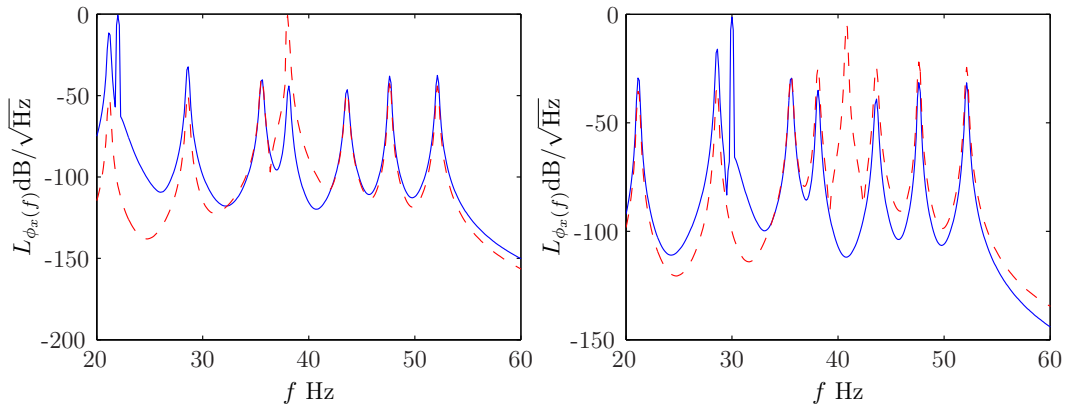


FIG. 4.26: Densité spectrale de puissance des dix premières secondes des pressions calculées pour des fréquences d'excitations de 22 Hz (bleu) et 38 Hz (rouge) à gauche ; et 30 Hz (bleu) et 40,9 Hz (rouge) à gauche

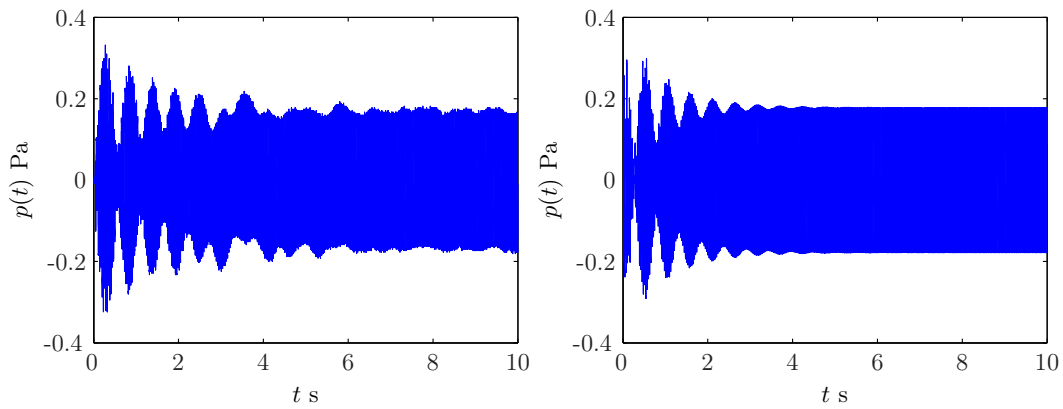


FIG. 4.27: Forme d'onde d'une salve de 10 secondes à 34,2 Hz mesurée (gauche) et calculée (droite).

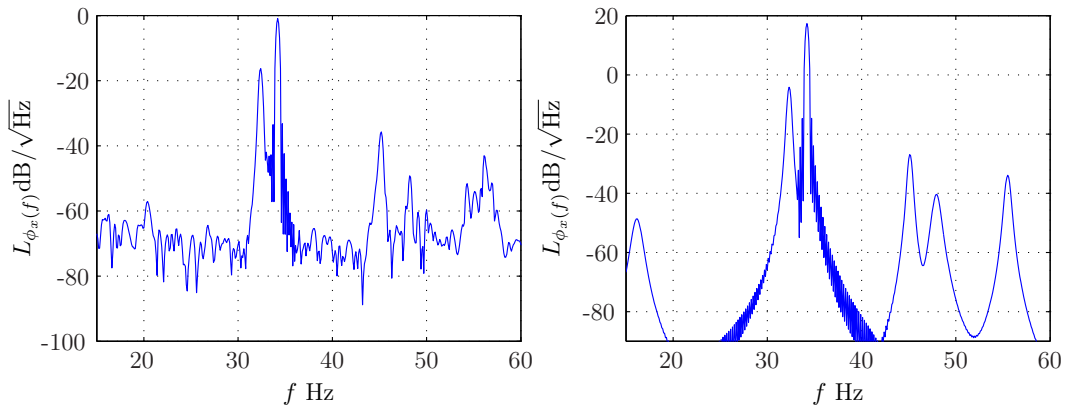


FIG. 4.28: Densité spectrale des 10 premières secondes mesurées (gauche) et calculées (droite) à 34,2 Hz.

4.4.4 Analyse par la méthode de réallocation dans le plan temps-fréquence

Dans ce qui précède, le sonogramme utilisé est le module carré de la transformée de Fourier fenêtrée de la pression. Celle-ci a une résolution temps-fréquence fixe. C'est pourquoi, la fenêtre de temps utilisée va non seulement déterminer le pas de temps du sonogramme mais aussi le pas fréquentiel. Il faut ainsi faire un compromis entre précision temporelle et précision fréquentielle.

Après ce traitement, on obtient un sonogramme illustrant la répartition temporelle des fréquences composant le son, avec en abscisse le temps et la fréquence en ordonnée. Les amplitudes sont indiquées par la couleur. La figure (4.29) présente un sonogramme de 30 s d'une salve à 30 Hz de 15 s dans la salle réverbérante. On obtient au mieux un $\Delta t = 85$ ms et $\Delta f = 0,15$ Hz, valeurs pas assez fines pour l'observation des phénomènes nous concernant. La précision temporelle, aussi bien que fréquentielle, étant insuffisante, la méthode de réallocation va être utilisée. Elle va permettre d'obtenir une meilleure résolution dans les domaines, temporel et fréquentiel.

Il ne s'agit pas ici de rentrer plus en détail dans le principe de cette méthode (voir les références [23], [30] et [2]). Son principe est de localiser les noyaux d'un signal et d'affiner l'étude autour de ces noyaux en cherchant comment ils se déplacent. Cette méthode est donc bien adaptée aux problèmes où l'énergie varie lentement et présente des glissements fréquentiels en fonction du temps. Son utilisation aide au traitement des mesures et à l'observation des phénomènes temporels et fréquentiels à caractériser. Dans notre étude, la fonction matlab *tffrsp* est utilisée et paramétrée en fonction de la fenêtre utilisée et de la précision désirée. Tout comme le sonogramme, l'inconvénient de cette méthode est la disparition de la phase utilisée lors du processus de réallocation.

La comparaison des deux méthodes donne un net avantage à la méthode par réallocation illustrée par la figure (4.30), malgré les interférences et effets de bord. On remarque en effet avec cette méthode la disparition d'information sur un laps de temps très court, lors de changement brusque du spectre, comme par exemple à la coupure de l'excitation. La lecture du sonogramme obtenu par la méthode de réallocation, permet de suivre les changements d'amplitudes et de déterminer les fréquences avec une bonne précision. Les phénomènes à caractériser apparaissent de manière plus claire.

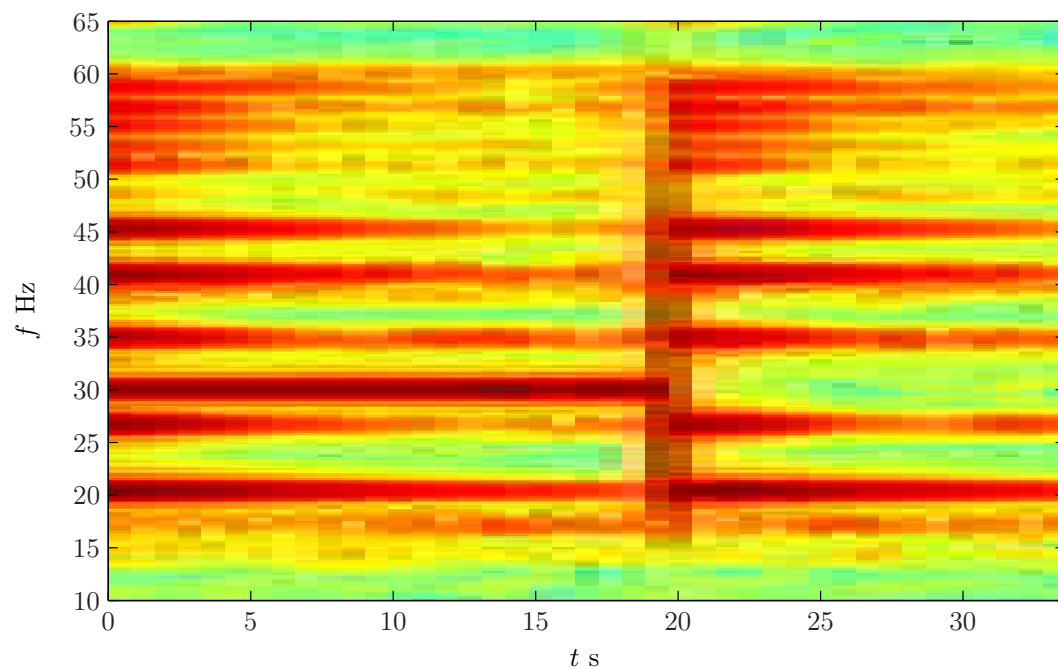


FIG. 4.29: Sonogramme d'une salve de 20 s à 30 Hz, obtenu par FFT.

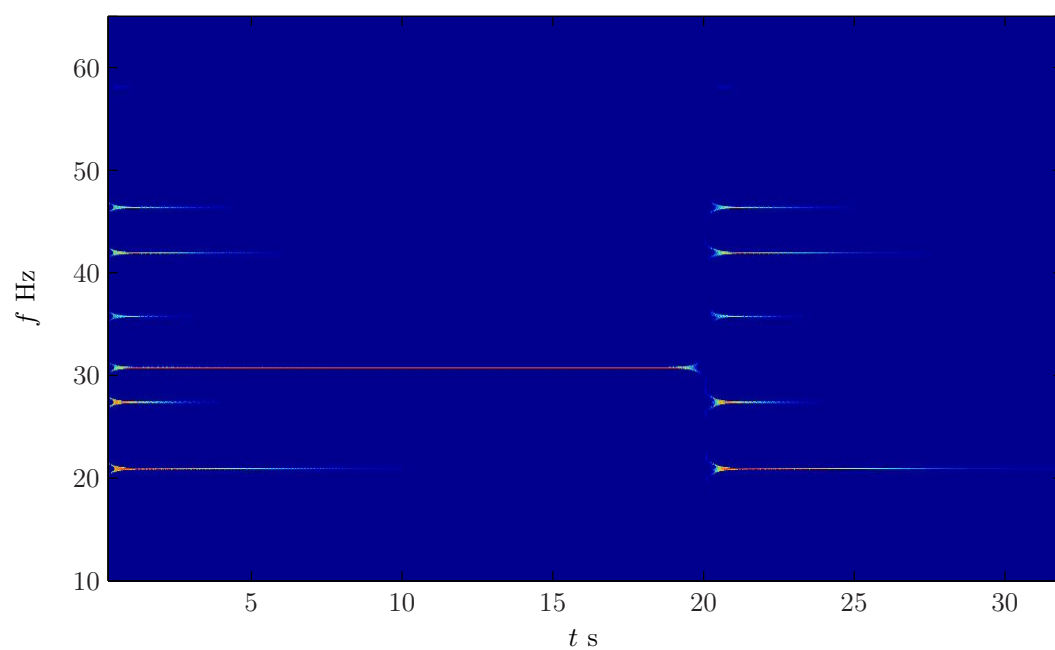


FIG. 4.30: Sonogramme d'une salve de 20 s à 30 Hz, obtenu par la méthode de réallocation.

Il permet notamment d'améliorer l'observation du "glissement" de la fréquence d'excitation vers les fréquences propres à l'arrêt de la source puisque ceci nécessite à la fois une bonne précision temporelle et fréquentielle.

On ajuste le sonogramme par réallocation et on observe à nouveau la transition entre le régime établi et le régime libre.

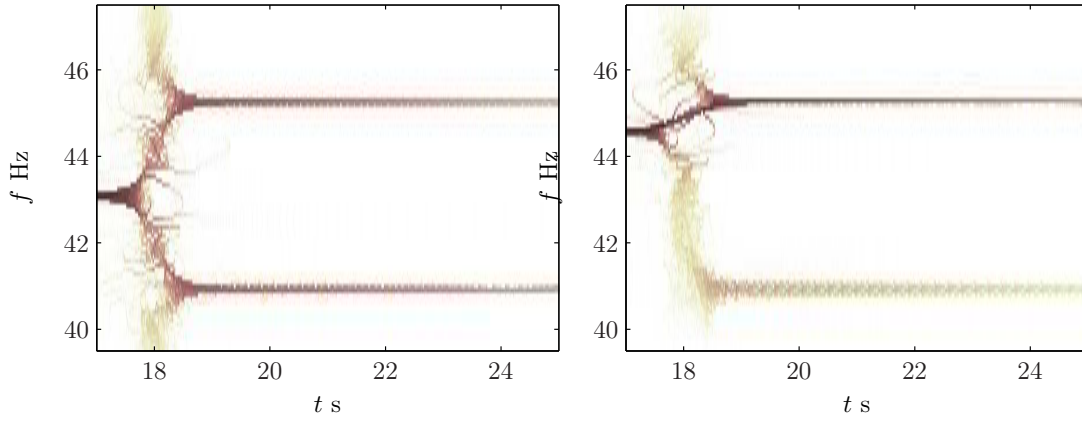


FIG. 4.31: Agrandissement du sonogramme par réallocation à la coupure de la source pour les fréquences d'excitation, $f_e = 43$ Hz à gauche et $f_e = 44,5$ Hz à droite.

Ici on observe un glissement entre la fréquence d'excitation et les fréquences propres les plus proches.

4.4.5 Observations spectrales selon la fréquence et l'amplitude de la modulation

Nous avons vu qu'une excitation à une fréquence proche d'une fréquence propre génère des battements en amplitude, de fréquence $\Delta f = |f_n - f|$. Quand l'excitation est de plus modulée en amplitude à la fréquence f_m , le comportement devient complexe et la méthode de réallocation permet de mieux l'observer.

Comme il a été montré précédemment, le régime transitoire à l'enclenchement est composé du régime libre et du régime transitoire à l'établissement du mode. Selon la fréquence de modulation f_m , l'amplitude de modulation m et la phase initiale de modulation φ_0 , le régime libre sera plus ou moins excité.

Plus la fréquence de modulation est grande, plus raide est la pente de l'excitation. On se rapproche d'une salve, cas faisant précisément apparaître le régime libre, à l'enclenchement de la source. Cependant c'est essentiellement l'amplitude de modulation qui détermine l'excitation du régime libre. En effet, l'amplitude de modulation et la phase de modulation donnent l'excitation à $t = 0$. Il apparaît aussi que le régime libre apparaît de la même manière qu'à l'enclenchement, à chaque modulation et toujours en fonction de m et f_m .

Pour illustrer l'apparition du régime libre à chaque modulation en fonction de m , l'excitation est fixée à 40 Hz et les sonogrammes sont comparés en fonction de m .

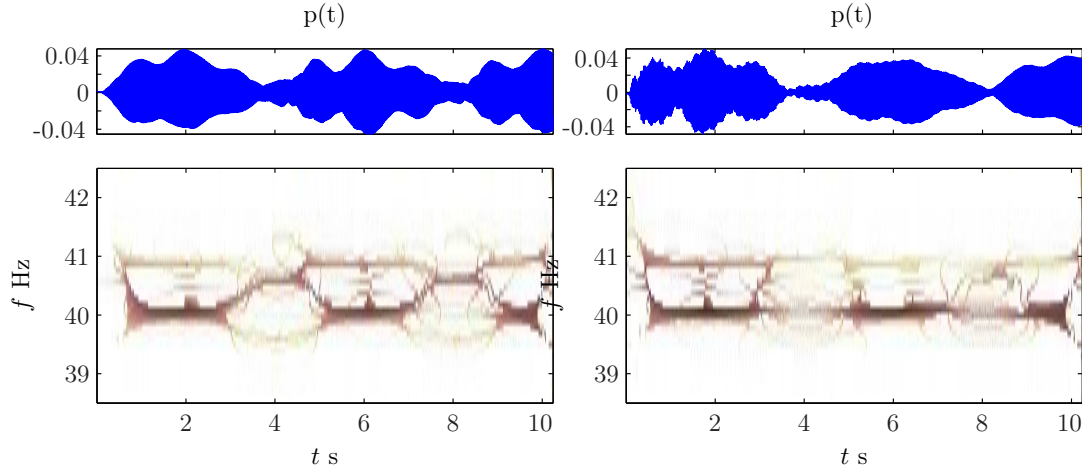


FIG. 4.32: Agrandissement du sonogramme à l'enclenchement de la source avec $f_e = 40$ Hz et $f_m = 0,25$ Hz et $m = 1$ à gauche et $m = 0,8$ à droite.

A l'enclenchement, on note que le régime libre est plus excité avec $m = 0,8$ que $m = 1$. En effet, $m = 1$ implique que la puissance de départ est nulle, et de 20% avec $m = 0,8$.

Dans les deux cas, la modulation d'amplitude à la fréquence d'excitation est visible. Mais la différence réside dans le régime libre au mode voisin qui apparaît plus ou moins selon m . Quand $m = 1$, on observe à chaque diminution de l'excitation, un glissement vers la fréquence propre voisine. Quand $m = 0,8$, le phénomène est beaucoup moins marqué.

4.5 Bilan

Les expérimentations précédentes ont permis de distinguer trois régimes distincts : libre, transitoire et forcé, ce dernier relativement bien connu.

L'étude avec une excitation modulée en amplitude, a permis d'obtenir une bonne approximation de l'évolution temporelle de la pression acoustique pour des fréquences proches des fréquences propres. Ce modèle simplifié est très utile en première estimation et décrit bien les phénomènes les plus audibles.

Les limites de ce modèle nous ont amené à caractériser le comportement d'une salle à l'apparition et à la disparition d'un son pur, par l'observation des régimes transitoires et libres dans le plan temps fréquence. Le régime transitoire s'avère être la superposition du régime transitoire, à la fréquence d'excitation, et du régime libre des modes propres. Le modèle proposé rend bien compte des phénomènes observés. Il n'a pas été nécessaire de considérer le couplage entre les modes puisque notre intérêt se porte plus particulièrement sur les premiers modes éloignés les uns des autres.

A l'aide de la méthode par réallocation dans le plan temps fréquence, on a montré que, selon la modulation d'amplitude, les régimes libres et transitoires peuvent apparaître simultanément pendant toute la durée d'une excitation modulée. Il serait intéressant de rapprocher ce comportement de phénomènes plus connus comme ceux des gyromètres acoustiques

notamment [21].

Enfin, la poursuite de l'étude des "glissements" pourrait se faire par réallocation adaptée suivant une loi à priori, sur les modes propres connus.

Chapitre 5

Faisabilité du contrôle actif modal

Le projet TERIA (Territorial Insert of Airports - L'insertion environnementale des aéroports de l'espace Méditerranée Occidentale - Interreg III B Medocc), auquel participe le LEMA, vise à expérimenter de nouvelles technologies qui permettent de réduire les bruits d'avion dans les habitations des zones périphériques des aéroports. Pour cela, le projet prévoit la définition de sites opportuns basés sur le territoire et qui permettraient d'étendre le concept de contrôle actif à l'intérieur des locaux au voisinage des aéroports. Les sites de Malpensa (I) et de Vernier (CH) ont servi de base à ce travail. Les conditions vont être exposées ici et plusieurs points discutés afin de situer la problématique du contrôle actif modal.

Il s'agit d'étudier la faisabilité du contrôle actif avec une seule source de contre-bruit. Nous n'étudierons pas le contrôle lui-même, mais plutôt les performances à attendre d'une source de contre-bruit dans les conditions modales, que ce soit en régime établi ou en régime forcé à amplitude variable.

Forts des résultats des chapitres précédents, nous allons discuter de la faisabilité du contrôle actif dans un espace confiné, dans la bande de fréquence des premiers modes propres. Comme nous l'avons vu au troisième chapitre, dans une configuration de contrôle actif, et pour autant qu'il soit efficace, l'interaction électroacoustique est négligeable et ne sera donc pas prise en compte. De nombreux travaux sur le contrôle modal ont mis à l'épreuve son principe et son efficacité. Peu utilisent seulement 1 source de contre-bruit et le problème exposé ici reste nouveau.

Avant d'étudier la faisabilité proprement dite du contrôle actif, des observations sont réalisées en salle réverbérante, afin d'appréhender ce qu'est le contrôle modal, plutôt que d'utiliser directement les références sur le sujet [38].

5.1 Observations en régime forcé

Les essais en salle réverbérante consistent à exciter un mode avec une source et à réduire ce mode avec une source de contre-bruit. Les deux sources, la primaire et la secondaire, sont placées dans des coins B et C et sont alimentées respectivement par les tensions \underline{U}_1 et \underline{U}_2 , dont l'amplitude et la phase peuvent être ajustées indépendamment. Nous avons vu au deuxième chapitre, en étudiant la relation entre la position d'une source et l'amplitude

des modes, que la source de contre-bruit pouvait être placée en tout point de l'espace, à l'exception des nœuds de pression, où elle ne peut exciter les modes associés à ces nœuds. Les emplacements les plus favorables sont a priori les ventres.

On commence par tester le principe du contrôle modal : il ne s'agit pas réellement d'un contrôle puisque la source de contre-bruit, la secondaire, est "contrôlée" par réglage manuel de \underline{U}_2 en amplitude et phase. Le haut-parleur jouant le rôle de source de bruit, la source primaire est alimentée par tension \underline{U}_1 fixe à fréquence donnée.

L'ajustement de la source secondaire permet d'exciter le mode, mais en opposition de phase. Ainsi les deux ondes stationnaires se superposent-elles et le niveau résultant, mesuré avec un microphone à différents emplacements, diminue.

Plusieurs séries de mesures ont été réalisées en salle réverbérante [24]. Seules celles à la fréquence propre $f_{110} = 34.9$ Hz sont présentées. Le mode concerné est donc le premier mode tangentiel. On trouve en annexe (D) la répartition de pression de ce mode. Les résultats cohérents obtenus permettront de tirer des conclusions valables pour tous les premiers modes.

5.1.1 Efficacité du contrôle en fonction du point d'observation

Comme nous l'avons vu précédemment, tout mode présente des ventres et des nœuds de pression. Il est intéressant de vérifier en quels emplacements de la salle le contrôle actif a un effet sensible sur le niveau résultant. Les positions des deux sources sont fixes et un certain nombre de points d'observation, dans la salle réverbérante ont été choisis. Ils sont représentés à la figure 5.1.

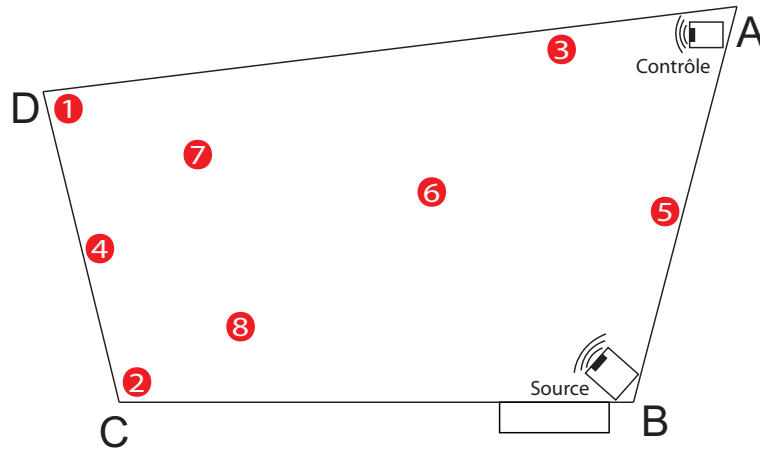


FIG. 5.1: Emplacements de mesure pour le contrôle actif sur les modes (1ère configuration).

La plupart des points ont été choisis en des emplacements précis, caractérisant le mode :

- P1 et P2, respectivement dans les coins D et C, sur les ventres de pression
- P3 à proximité du haut-parleur de contrôle (à 3 m du coin A)
- P4 et P5 dans des nœuds et le long des murs
- P6 au centre : à l'intersection des deux plans de nœuds

– P7 et P8 à des emplacements arbitraires.

Pour ces mesures, les excitations des deux haut-parleurs ont été ajustées séparément, de telle façon que le niveau mesuré au point 1 à 10 cm du sol soit de 86 dB. Les résultats sont donnés dans les tableaux 5.1 et 5.2.

Position	Source primaire	Source secondaire	Deux sources	$\arg(U_1) - \arg(U_2)$ optimum
1	86,0 dB	86,0 dB	48,3 dB	142,5°
2	89,6 dB	90,0 dB	65,4 dB	139,5°
3	72,6 dB	73,8 dB	58,3 dB	139,5°
4	64,8 dB	68,0 dB	66,0 dB	pas d'optimum
5	66,4 dB	64,5 dB	67,1 dB	pas d'optimum
6	59,2 dB	61,0 dB	58,5 dB	pas d'optimum
7	81,1 dB	81,0 dB	43,5 dB	142,5°
8	84,6 dB	85,3 dB	60,3 dB	139,0°

TAB. 5.1: Mesures du contrôle actif à 10 cm du sol (1ère configuration).

Position	Source primaire	Source secondaire	Deux sources	$\arg(U_1) - \arg(U_2)$ optimum
1	87,5 dB	87,7 dB	51,3 dB	142,0°
2	89,8 dB	90,4 dB	65,1 dB	140,0°
3	76,5 dB	76,5 dB	41,5 dB	142,5°
4	59,0 dB	56,8 dB	58,2 dB	pas d'optimum
5	61,3 dB	64,1 dB	63,8 dB	pas d'optimum
6	62,5 dB	66,0 dB	66,4 dB	pas d'optimum
7	83,4 dB	83,5 dB	50,7 dB	142,0°
8	84,4 dB	84,7 dB	58,2 dB	140,0°

TAB. 5.2: Mesures du contrôle actif à 2 m du sol (1ère configuration).

Ces mesures montrent à quel point le contrôle actif modal est efficace. Dans les ventres de pression, la diminution atteint 36 dB. Aux nœuds de pression, le contrôle actif ne joue naturellement aucun rôle, et le niveau de pression reste bas (bruit ambiant).

En analysant ces résultats, on constate une légère différence entre les points de mesure au sol et ceux à 2 m au-dessus du sol. Ceci s'explique par la géométrie de la salle réverbérante – avec ses parois non parallèles, les plans nodaux ne sont pas parfaitement verticaux.

A l'oreille, l'effet du contrôle actif se perçoit très nettement : en se promenant dans la salle réverbérante, on n'entend plus le son, qui était assourdissant avant le contrôle.

Le déphasage entre les deux excitations est ajusté en vue d'obtenir la plus grande diminution de niveau. Il faut préciser que les deux sources ne sont pas identiques, puisque équipées de haut-parleurs de modèles différents. On peut supposer qu'avec deux haut-parleurs parfaitement identiques, le déphasage optimum de la tension d'excitation est l'opposition de phase.

La figure 5.2 montre, au point P8, le niveau résultant en fonction du déphasage entre

les excitations des sources. Les valeurs affichées sont toujours moyennées sur 30 secondes, afin d'avoir une meilleure précision.

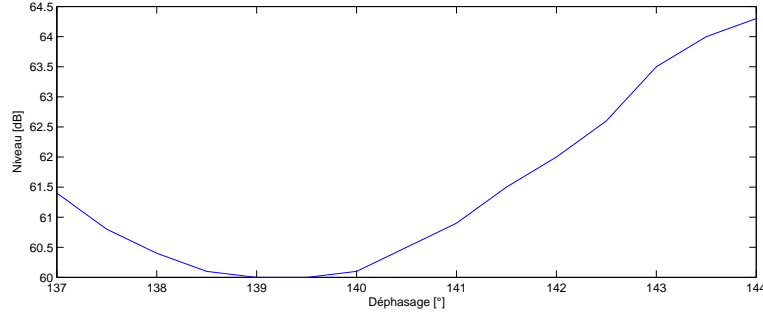


FIG. 5.2: Variation du niveau au P8, en fonction du déphasage entre les deux excitations.

On note que l'efficacité du contrôle actif demande une grande précision du déphasage. Avec 5 ° d'écart à l'optimum, on perd déjà 4 dB.

5.1.2 Observations après déplacement de la source

Comme on peut le voir à la figure 5.3, le haut-parleur de contrôle a été déplacé de 2 m. Les différences éventuelles par rapport à la configuration précédente permettent de caractériser l'effet de ce déplacement. Ceci peut être intéressant quand, dans une salle, la source secondaire ne peut être placée en un endroit acoustiquement optimal.

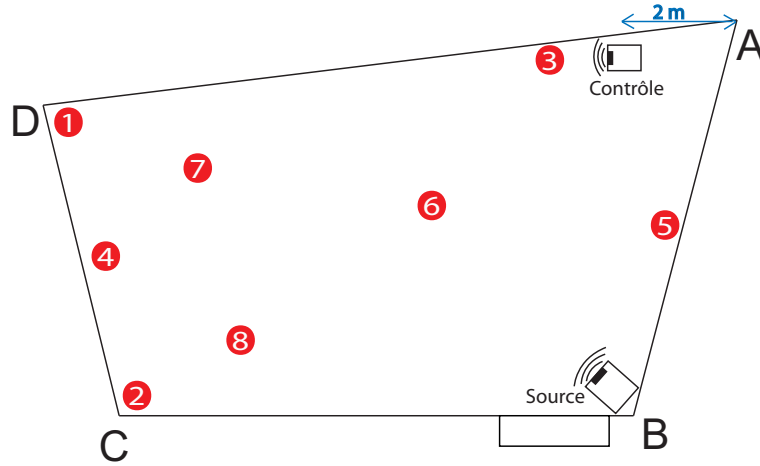


FIG. 5.3: Emplacements de mesure pour le contrôle actif sur les modes (2ème configuration).

Pour cette configuration, les résultats figurent au tableau 5.3 ; ils ne sont donnés que pour les mesures proches du sol. En effet, comme prévu et montré pour la configuration précédente, les valeurs mesurées au sol et à 2 m de hauteur sont pratiquement les mêmes.

Comme pour l'exemple précédent, les excitations des haut-parleurs de source et de contrôle ont été ajustées pour avoir un niveau de 86 dB pour chaque haut-parleur.

Position	Source primaire	Source secondaire	Deux sources	$\arg(U_1) - \arg(U_2)$ optimum
1	86,0 dB	86,0 dB	54,5 dB	141,5°
2	90,1 dB	90,2 dB	55,5 dB	139,0°
3	67,5 dB	75,7 dB	75,8 dB	pas d'optimum
4	56,0 dB	60,6 dB	60,2 dB	pas d'optimum
5	64,0 dB	61,5 dB	63,4 dB	pas d'optimum
6	60,2 dB	57,0 dB	58,7 dB	pas d'optimum
7	81,7 dB	81,5 dB	54,3 dB	142,5°
8	85,2 dB	85,2 dB	53,2 dB	139,0°

TAB. 5.3: Mesures du contrôle actif au sol (2ème configuration).

Ces mesures appellent les mêmes commentaires que pour la première configuration. Déplacé de 2 m, le haut-parleur de contrôle arrive toujours aisément à exciter le mode dans la salle, et le contrôle actif est par conséquent bien possible.

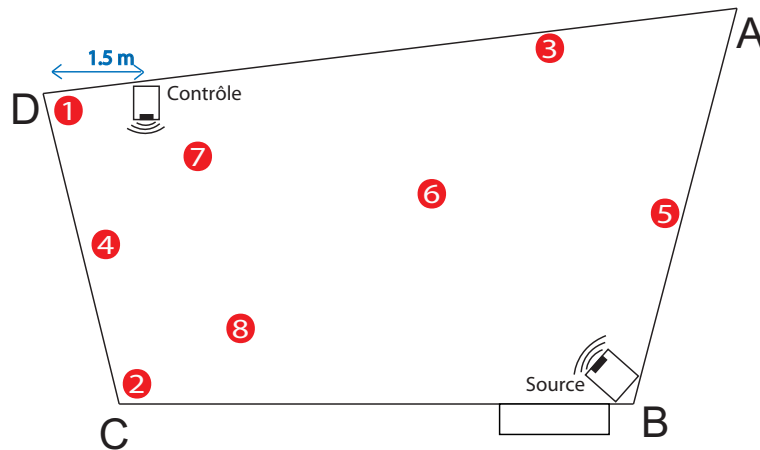
Une autre remarque à faire concerne le point de mesure P3 : il se trouve maintenant à 1m de la source de contrôle, ce qui se traduit déjà par un niveau plus élevé pour le HP de contrôle seul, que pour le HP de source (75.7 dB, respectivement 67.5 dB). De plus, ce niveau ne peut guère être abaissé par un contrôle actif, le point d'écoute se trouvant tout simplement trop près de la source de bruit.

5.1.3 Sources placées dans des ventres à phases égales

Dans les deux cas précédents, les haut-parleurs sont situés dans des ventres de phases opposées.

A l'inverse, les sources sont ici placées dans des ventres à phases égales (figure 5.4).

A nouveau, seules les valeurs mesurées au sol sont données dans le tableau 5.4.

**FIG. 5.4:** Emplacements de mesure pour le contrôle actif sur les modes (3ème configuration).

En analysant ces mesures, on s'aperçoit que le déphasage entre l'excitation de la source

Position	Source primaire	Source secondaire	Deux sources	$arg(U_1) - arg(U_2)$ optimum
1	86,0 dB	86,0 dB	50,4 dB	319,0°
2	90,6 dB	90,1 dB	52,2 dB	321,5°
3	76,0 dB	75,8 dB	48,6 dB	320,0°
4	61,4 dB	61,4 dB	62,6 dB	pas d'optimum
5	56,0 dB	54,7 dB	56,4 dB	pas d'optimum
6	60,3 dB	60,0 dB	60,2 dB	pas d'optimum
7	81,0 dB	81,3 dB	55,0 dB	319,5°
8	85,2 dB	84,8 dB	48,8 dB	322,5°

TAB. 5.4: Mesures du contrôle actif au sol (3ème configuration).

et l'excitation du contrôle, pour obtenir la plus grande diminution de niveau, a fortement changé. Ce changement est exactement de 180°, ce qui semble assez logique, la source de contrôle se trouvant maintenant dans l'autre ventre de pression. Il faut souligner que, selon le mode à combattre, le déphasage devra être inversé puisque les sources seront, pour certains modes, dans des ventres de phases égales et pour d'autres modes, dans des ventres de phases opposées.

5.1.4 Efficacité du contrôle en fonction de la position de la source secondaire

Cette dernière configuration de mesure est fondamentalement différente des précédentes : ici, ce n'est plus le microphone qui a été déplacé, mais le haut-parleur de contrôle. Comme le montre la figure (5.5), 17 emplacements ont été choisis, distants entre eux d'environ un mètre. Les points 10 et 11 se trouvent à la même place dans le coin A, mais l'orientation du haut-parleur est différente : on l'a fait pivoter de 90° environ.

Dans les configurations antérieures, il a été démontré qu'une fois que le mode est installé, l'abaissement de niveau est satisfaisant, et ceci dans toute la salle. Avec cette dernière configuration, la dépendance de l'emplacement du contrôle sur le niveau mesuré est analysée. Etant donné qu'en déplaçant le haut-parleur de contrôle le mode sera plus ou moins excité, ces mesures permettent aussi de voir l'efficacité du contrôle en fonction de la différence de niveau entre la source de bruit et de contrôle. A cet effet, un microphone a été placé à un emplacement où le niveau est élevé, donc dans un coin (ici coin C), et le haut-parleur de contrôle est déplacé.

Les résultats figurent dans le tableau 5.5. Le haut-parleur source est excité de manière à ce que le niveau mesuré au microphone soit le même que pour le premier emplacement du contrôle, choisi à 91,5 dB. La première colonne du tableau indique les valeurs du contrôle seul, ce qui permet de vérifier le niveau de pression en fonction de la position du haut-parleur. C'est l'occasion de rappeler la réciprocité théorique des positions de source et de microphone.

La comparaison des niveaux entre P10 et P11 permet de s'assurer que l'orientation du haut-parleur de contrôle n'a pas d'effet sur les niveaux mesurés.

Pour faciliter la visualisation du comportement global, les colonnes 2 et 3 sont repré-

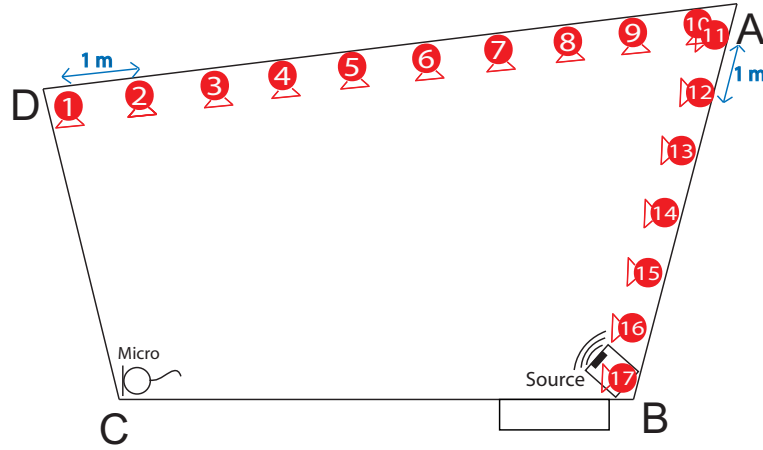


FIG. 5.5: Emplacements du HP de contrôle (4ème configuration).

Position	Source primaire	Deux sources	$\arg(U_1) - \arg(U_2)$ optimum
1	91,5 dB	56,6 dB	321,5°
2	90,0 dB	73,5 dB	321,5°
3	88,9 dB	79,2 dB	322,0°
4	87,1 dB	83,7 dB	322,0°
5	84,2 dB	86,9 dB	321,5°
6	75,5 dB	90,3 dB	$320 \pm 20^\circ$
7	72,9 dB	90,8 dB	$140 \pm 20^\circ$
8	82,3 dB	88,0 dB	141,5°
9	87,1 dB	83,3 dB	140,5°
10	89,8 dB	76,0 dB	140,0°
11	89,8 dB	75,0 dB	140,0°
12	87,1 dB	82,9 dB	141,0°
13	76,6 dB	89,8 dB	$140 \pm 20^\circ$
14	75,8 dB	89,8 dB	$320 \pm 20^\circ$
15	87,3 dB	82,5 dB	321,0°
16	90,7 dB	56,6 dB	321,0°
17	91,3 dB	55,2 dB	321,5°

TAB. 5.5: Mesures de niveau en fonction de différents emplacements du haut-parleur de contrôle (4ème configuration).

sentées ensemble, à la figure 5.6. La courbe bleue montre le niveau mesuré dans le coin C, selon la position du haut-parleur de contrôle ; plus ce haut-parleur est proche des parois, plus le niveau est élevé. Il est évident que plus la source est proche du nœud, moins le mode est excité. Puisque l'emplacement du haut-parleur est discrétisé, le minimum d'excitation n'est pas visible dans le tableau 5.5 et à la figure 5.6, mais se trouve entre les points 6-7 et 13-14.

En appliquant ces constats au contrôle actif, il est clair que celui-ci exige que le

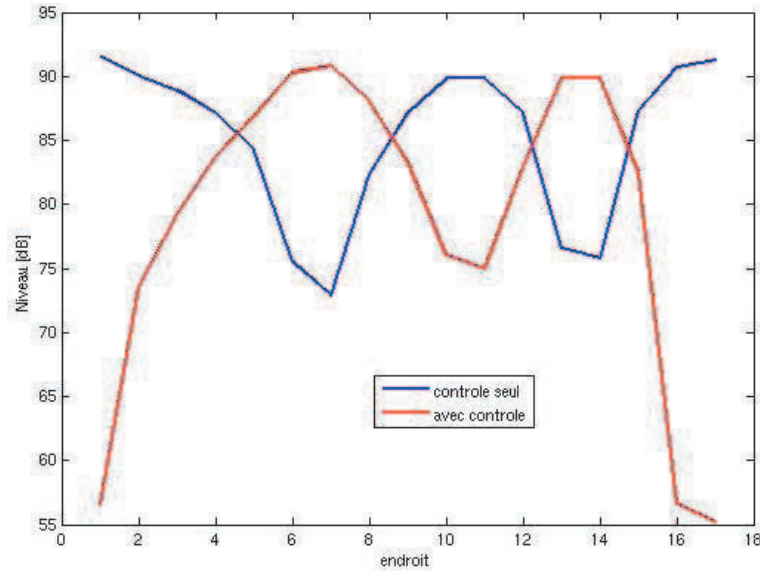


FIG. 5.6: Niveaux avec HP de contrôle seul et avec les deux HP.

haut-parleur de contrôle excite suffisamment tous les modes considérés. Ainsi, si le haut-parleur de contrôle se trouve proche du nœud, la tension d'excitation devra être très élevée pour que le haut-parleur excite suffisamment le mode, ce qui peut ne pas être possible. Il paraît alors évident que le meilleur emplacement pour un haut-parleur de contrôle est un coin du local.

5.1.5 Commentaires

Les mesures précédentes montrent que le contrôle actif global en régime établi sur un mode propre de la salle réverbérante donne des résultats satisfaisants : une baisse de niveau acoustique d'environ 40 dB peut être atteinte dans toute la salle.

La qualité du contrôle actif est néanmoins fortement dépendante de la position du haut-parleur de contrôle, qui doit à lui seul être capable d'exciter les modes à un niveau comparable à celui du bruit à combattre.

5.1.6 Contrôle à des fréquences différentes des fréquences propres

Le principe appliqué pour les mesures de contrôle actif entre les modes est le même que sur les modes propres. Nous avons vu, dans le deuxième chapitre, qu'entre les modes, le champ de pression est composé de ventres et de nœuds, bien que les ventres aient alors des niveaux bien moins élevés qu'aux fréquences propres.

Puisque les fréquences d'excitation de la source primaire ne sont plus des fréquences propres, la répartition spatiale de niveau n'est plus symétrique. Il est ainsi probable qu'un contrôle actif global ne soit plus possible. Cependant, aux fréquences proches des fréquences propres, la découpage géométrique du local montre encore des volumes équivalents de

pression à phase opposée, aussi dans cette configuration le contrôle actif est encore possible mais n'aura pas forcément une efficacité égale en tout point.

Dans un premier temps, les déphasages optimums selon les fréquences de travail sont mis en évidence. Pour deux emplacements différents de la source de contrôle, les déphasages nécessaires pour abaisser au mieux le niveau à l'emplacement du microphone sont mesurés dans une plage de fréquence, autour du mode (1,1,0). Les résultats sont reportés dans le tableau 5.6 pour le contrôle dans le coin A, et dans le tableau 5.7 pour le contrôle dans le coin D. La source de bruit est toujours dans le coin B et le microphone dans le coin C, pour les deux séries de mesure.

Pour chaque mesure, les niveaux des sources seules ont été ajustés au point de mesure.

Fréquence	Source primaire	Deux sources	Différence	$\arg(U_1) - \arg(U_2)$ optimum
30 Hz	70 dB	50,1 dB	19,9 dB	129,5°
31 Hz	70 dB	48,9 dB	21,1 dB	130,5°
32 Hz	70 dB	49,1 dB	20,9 dB	132,5°
33 Hz	70 dB	50,2 dB	19,8 dB	135,5°
34 Hz	75 dB	56,7 dB	18,3 dB	135,0°
34,5 Hz	75 dB	47,8 dB	27,2 dB	128,5°
35 Hz	90 dB	62,0 dB	28,0 dB	129,5°
36 Hz	75 dB	50,4 dB	24,6 dB	131,0°
37 Hz	70 dB	48,9 dB	21,1 dB	129,0°
38 Hz	65 dB	53,8 dB	11,2 dB	132,0°

TAB. 5.6: Contrôle actif entre les modes, source de bruit au coin B, source de contrôle au coin A, micro au coin C.

Fréquence	Source primaire	Deux sources	Différence	$\arg(U_1) - \arg(U_2)$ optimum
30 Hz	65 dB	53,0 dB	12,0 dB	312,0°
31 Hz	65 dB	49,9 dB	15,1 dB	311,5°
32 Hz	70 dB	54,8 dB	15,2 dB	310,5°
33 Hz	70 dB	49,6 dB	20,4 dB	313,0°
34 Hz	75 dB	49,6 dB	25,4 dB	312,0°
34,5 Hz	75 dB	50,3 dB	24,7 dB	313,5°
35 Hz	90 dB	64,3 dB	25,7 dB	312,0°
36 Hz	75 dB	50,9 dB	24,1 dB	311,5°
37 Hz	75 dB	52,1 dB	22,9 dB	314,5°
38 Hz	75 dB	49,3 dB	25,7 dB	313,0°

TAB. 5.7: Contrôle actif entre les modes, source de bruit au coin B, source de contrôle au coin D, micro au coin C

Il apparaît clairement dans ces tableaux que le contrôle actif acoustique est possible en 1 point également entre les modes propres.

En général, plus le niveau à combattre est élevé, plus le contrôle est efficace.

En ce qui concerne le déphasage, il reste cohérent entre les différentes fréquences. La

différence de phase entre les deux emplacements du haut-parleur de contrôle est d'environ 180. C'est le même résultat qu'aux fréquences propres, et ceci se justifie par la répartition spatiale de pression proche des modes, qui présente aussi des nœuds, et une répartition de phase comparable à celle des modes. Les limitations du contrôle proviennent de la non-symétrie des positions des nœuds et des ventres. Ainsi, la source de contrôle n'excitera pas la salle de la même manière et la superposition des deux champ de pression ne se compensera plus en tout point.

Dans un second temps, la dépendance spatiale du déphasage est examinée, et avec elle, la possibilité ou non de faire un contrôle actif uniforme dans toute la salle réverbérante. La première configuration de la section précédente est reprise, comme montré la figure 5.7. Une seule fréquence de travail est choisie, à savoir $f = 36$ Hz. Pour les mesures, les deux sources sont réglées de manière à ce qu'au point P1, elles donnent un même niveau de 80 dB. Les résultats sont donnés au tableau 5.8. Le contrôle actif s'avère moins efficace voire impossible en certaines zones.

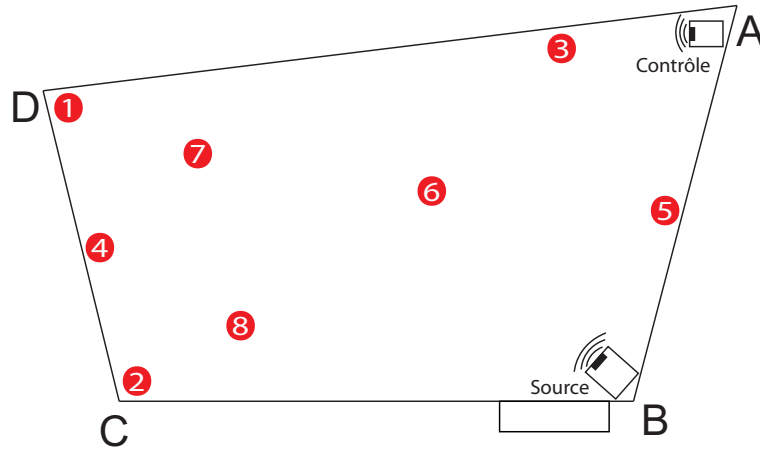


FIG. 5.7: Emplacements de mesure pour le contrôle actif entre les modes

Position	Source primaire	Source secondaire	Deux sources	$\arg(U_1) - \arg(U_2)$ optimum
1	80,0 dB	80,0 dB	57,9 dB	135°
2	86,9 dB	80,1 dB	81,5 dB	134°
3	77,3 dB	57,7 dB	77,4 dB	pas d'optimum
4	75,3 dB	52,4 dB	75,5 dB	pas d'optimum
5	61,3 dB	71,5 dB	68,2 dB	~140°
6	62,6 dB	53,2 dB	63,8 dB	pas d'optimum
7	76,1 dB	75,5 dB	49,6 dB	136°
8	80,8 dB	74,7 dB	74,8 dB	~135°

TAB. 5.8: Mesures du contrôle actif à 36 Hz.

5.1.7 Commentaires

Ainsi que l'on pouvait s'y attendre, les mesures précédentes montrent que le contrôle global n'est plus possible entre les modes, et que l'efficacité du contrôle devient très dépendante de l'emplacement de la source de contre-bruit. L'utilité du contrôle actif entre les fréquences propres n'est pas vraiment justifiée, comme les niveaux n'y sont pas très élevés.

5.2 Etude théorique en régime établi

5.2.1 Pression en amplitude et phase

Il est important de connaître non seulement l'amplitude, mais encore la phase relative de la pression, afin de mieux appréhender le comportement d'une salle en contrôle actif. On a procédé par simulation sous Femlab, et les figures ci-dessous permettent de visualiser l'amplitude de la pression et sa phase à 45 Hz, à 49 Hz et à la fréquence propre $f_{(1,1,0)} = 54,9$ Hz.

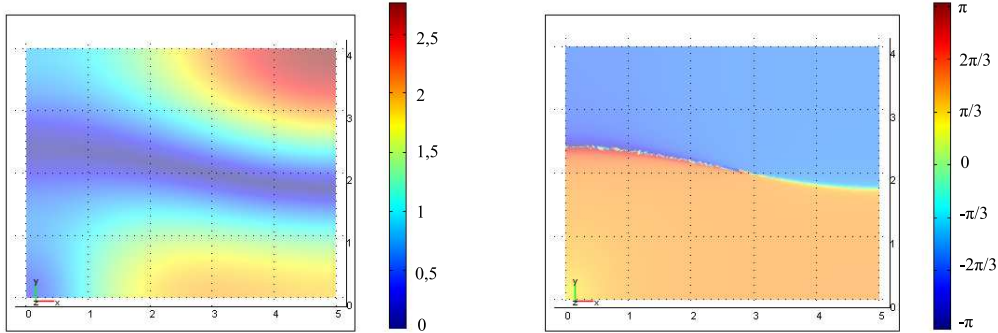


FIG. 5.8: Amplitude (gauche) et phase (droite) de la pression à $f = 45$ Hz, dans la salle '543', dans le plan $z = 1$ m.

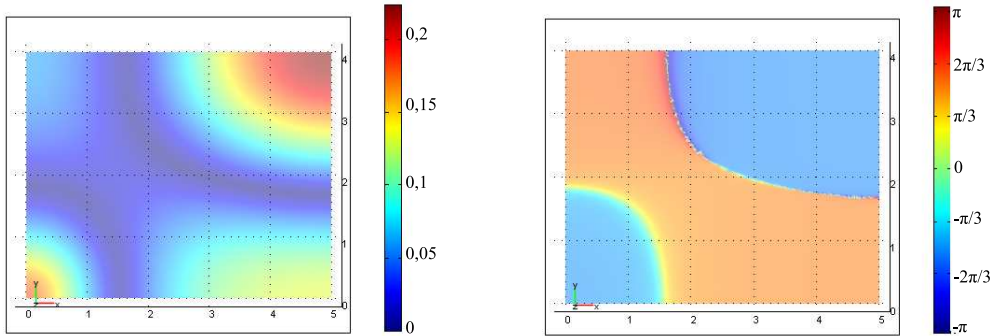


FIG. 5.9: Amplitude (gauche) et phase (droite) de la pression à $f = 49$ Hz, dans la salle '543', dans le plan $z = 1$ m.

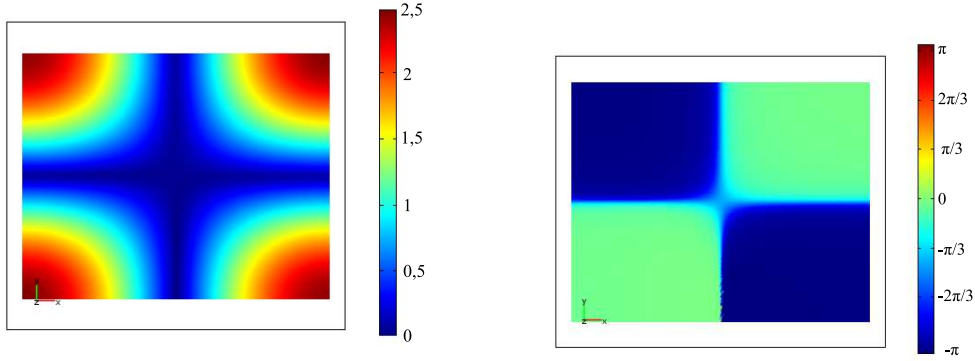


FIG. 5.10: Amplitude (gauche) et phase (droite) de la pression à $f_{(1,1,0)} = 54,9$ Hz, dans la salle '543', dans le plan $z = 1$ m.

On note tout d'abord l'évolution de répartition de pression entre ces trois fréquences. Comme expliqué au deuxième chapitre, la position des nœuds du mode $(0,1,0)$ change progressivement lorsque la fréquence de l'excitation varie de $f_{0,1,0}$ à $f_{1,1,0}$. Une nouvelle zone modale apparaît, entre ces deux fréquences, et sa position change progressivement lorsque la fréquence de l'excitation varie, jusqu'à former les deux plans orthogonaux du mode $(1,1,0)$. En traversant un noeud, la phase présente de brusques variations. Aux fréquences propres, on observe un découpage géométriquement similaire à l'amplitude du mode, avec des oppositions de phase de part et d'autre des nœuds.

Il découle de ces constatations que le haut-parleur de contrôle doit, selon sa position par rapport à la source de bruit, être tantôt en phase, tantôt en opposition de phase avec cette source, pour que le contrôle actif modal soit efficace. Quand les sources sont placées dans des ventres de phases opposées, ils devront être en phase, pour exciter le mode de manières opposées.

Par exemple dans la salle '543', la source de bruit étant placée en $(0;0,5;0,5)$ et le haut-parleur de contrôle en $(5;0,5;0,5)$, ils devront être en phase aux fréquences $f_{(1,0,0)}$, $f_{(1,1,0)}$ et en opposition aux fréquences $f_{(0,1,0)}$, $f_{(0,0,1)}$.

On illustre cette dernière remarque par le calcul de la réponse dans la salle, mais cette fois-ci avec les sources de bruit placées en $(0;0,1;0,1)$ et le haut-parleur de contrôle en $(5;3,9;2,9)$ (figure 5.11).

Des sources en phase ou en opposition de phase contribuent à exciter certains modes de la même manière, et ils en annulent d'autres en les excitant de manières opposées.

5.2.2 Contrôle actif modal avec une seule source

Il peut sembler de peu d'intérêt de faire du contrôle actif en régime établi. Mais il s'agit ici de voir quelles sont les solutions possibles dans un espace clos et avec une seule source de contre-bruit.

Ainsi que nous venons de le voir, le contrôle des modes permet de réduire considérablement le niveau de pression dans une salle, en tout cas aux fréquences propres. La salle excitée par une source de bruit a un champ de pression dont la phase est déterminée par le débit de la source. En superposant un champ de pression d'amplitude égale mais de phase

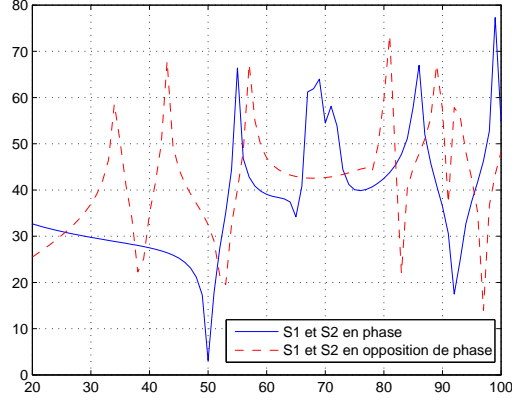


FIG. 5.11: Niveau de pression dans la salle '543', obtenu avec deux sources en deux positions opposées, dont l'excitation est en phase (—) et en opposition de phase(---).

opposée, la pression résultante est nulle.

En reprenant la solution de la pression acoustique complexe dans un espace clos légèrement amorti et excité harmoniquement par deux sources de débit \underline{q}_p et \underline{q}_s , la pression dans l'espace a la forme :

$$\underline{p}(x, y, z, \omega) = \frac{-j\omega\rho_0 c_0^2 \underline{\psi}_n(x, y, z)}{K_n(\omega^2 - \omega_n^2 - j2\gamma_n\omega)} [\underline{q}_p \underline{\psi}_{0p}(x_p, y_p, z_p) + \underline{q}_s \underline{\psi}_{0s}(x_s, y_s, z_s)] \quad (5.1)$$

où (x,y,z) est la position du point du champ et $\underline{\psi}_n$ la fonction propre définie au deuxième chapitre, $\underline{\psi}_{0p}$ représente la fonction propre de la source primaire, $\underline{\psi}_{0s}$ celle de la secondaire. Cette équation montre que la pression peut théoriquement être annulée pour chaque mode si le débit de la deuxième source est choisi tel que :

$$\underline{q}_s = - \frac{\underline{q}_p \underline{\psi}_{0p}(x_p, y_p, z_p)}{\underline{\psi}_{0s}(x_s, y_s, z_s)} \quad (5.2)$$

Dans le cas théorique d'impédances de parois infinies, le résultat est une pression nulle, puisque l'on ajoute deux pressions d'amplitudes égales, et de phases opposées.

Par contre, pour une impédance finie, de valeur réaliste, le calcul de la pression selon (5.1) donne des atténuations un peu moins importantes mais très intéressantes. Le cas simple, utilisant des sources ponctuelles dans une salle parallélépipédique, permet de vérifier l'efficacité de ce procédé. Les sources de débits \underline{q}_p et \underline{q}_s sont disposées en deux positions opposées de la salle '543'. A La figure suivante (5.12), sont représentés le champ de pression résultant et celui obtenu avec une source seule.

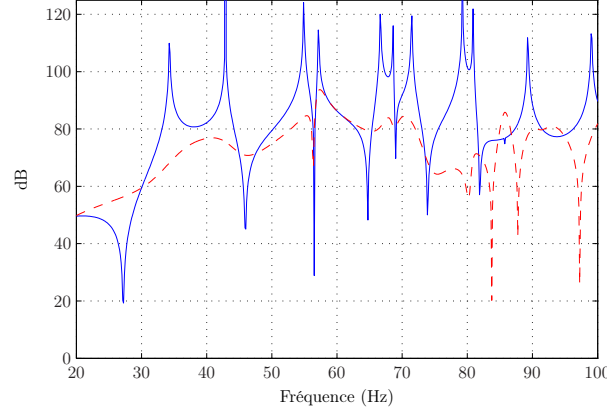


FIG. 5.12: Pression en un point de la salle '543' avec la source de bruit seule placée dans un coin (—) et avec la source de contre-bruit adaptée dans le coin opposé (- -)

On note la forte diminution du niveau sonore sur les modes, mais un niveau constant entre ceux-ci. Il faut néanmoins garder à l'esprit que cet exemple se limite à une source de contre-bruit ponctuelle. Ce qui est crédible pour la source de contre-bruit : un haut-parleur sur une enceinte pyramidale, dont les dimensions restent inférieures au vingtième de la longueur d'onde, pourrait être placée dans un ventre, donc dans un coin, emplacement le plus efficace pour le contrôle. On étudiera, plus tard, une source de bruit non assimilable à une unique source ponctuelle.

Le débit pour le contrôle doit être calculé en fonction de la position des sources et du débit de la source de bruit. Il est intéressant de calculer le rapport des débits entre la source de bruit et celle de contre-bruit, en fonction de la position de cette dernière.

La figure (5.13) présente le rapport des débits pour un contrôle actif optimum, la source de bruit étant placée en $(x_0 = 1, y_0 = 1, z_0 = 0)$ et la fréquence de l'excitation fixée à $f_e = f_{(1,0,0)}$ dans la salle '543'.

On remarque que le débit de la source de contre-bruit doit, pour exciter le mode de la même manière, augmenter au fur et à mesure que l'on se rapproche des nœuds. Les phases doivent être opposées quand la source de contrôle est dans le même ventre que la source de bruit, et en phase, dans le ventre opposé. Le contrôle global ne permet pas de combattre le mode en plaçant la source sur son noeud.

Quand la densité de mode devient trop importante ou que l'absorption est suffisante pour que l'influence de chaque mode ne soit plus identifiable, le seul moyen de réduire le bruit est de placer la source de contre-bruit proche de la source de bruit [38], à moins d'utiliser plusieurs sources de contrôle. Connaissant le débit et la position de la source de bruit, il est possible de calculer le débit de la source de contre-bruit avec la relation suivante (5.3), comme décrit dans [38].

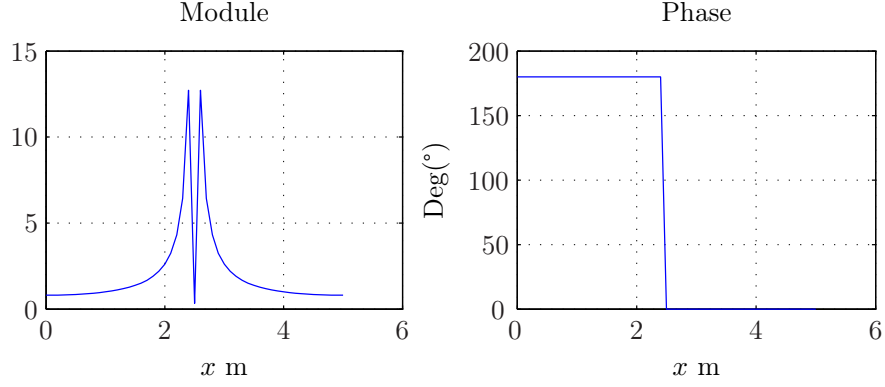


FIG. 5.13: Rapport des débits de la source de contre-bruit et de la source de bruit, en fonction de la position de la source de contre-bruit.

$$\underline{q}_{s0} = \frac{-\sum_{n=0}^{\infty} |A_n|^2 \Psi_n(x_0, y_0, z_0) \Psi_n(x_1, y_1, z_1)}{\sum_{n=0}^{\infty} |A_n|^2 \Psi_n(x_1, y_1, z_1)^2} \underline{q}_{s1} \quad (5.3)$$

$$\text{avec } A_n = \frac{\omega}{jK_n(\omega^2 - \omega_n^2 - j2\gamma_n)}$$

5.3 Exemple - mesures sur site

Comme nous l'avons dit, le projet Teria vise à réduire le bruit d'avion dans les locaux à proximité des aéroports. Dans le cadre de ce projet, un laboratoire a été installé dans une habitation proche des pistes de l'aéroport de Malpensa (voir l'annexe E). Prenons le cas actuellement utilisé pour des essais, d'une pièce d'habitation (figure 5.14).

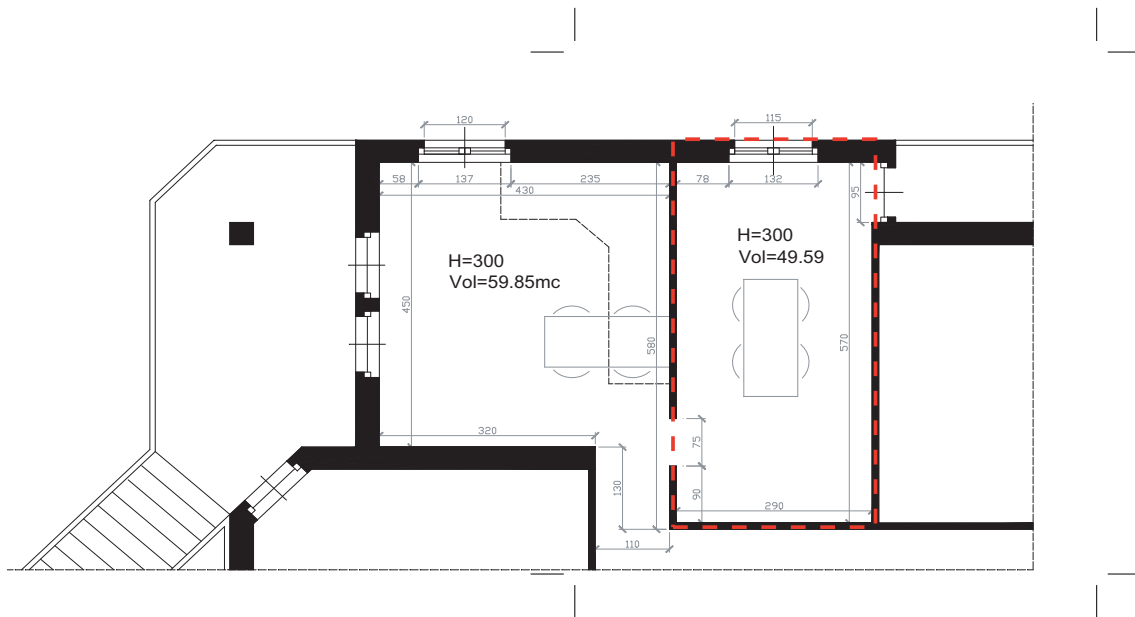


FIG. 5.14: Plan de la pièce à équiper d'un système de contrôle modal.

- On note que la hauteur et la largeur sont très proches et voisines de la moitié de la longueur. Ce type de relations entre les différentes dimensions favorisent les fusions des modes et des niveaux élevés à certaines fréquences.
- La source de bruit est un avion au décollage. Si l'on considère que son bruit arrive en une onde plane sur la fenêtre, l'angle d'incidence sur le plan de la fenêtre varie.
- la fenêtre est la source de bruit ; ses dimensions sont petites par rapport aux longueurs d'ondes des premiers modes.

5.3.1 Bruit au décollage d'un avion et excitation des modes propres

Il n'a pas été possible de réaliser des mesures dans le local de Malpensa, mais afin d'appréhender le comportement d'une salle excitée par un bruit d'avion, nous allons comparer le sonogramme d'un bruit d'avion enregistré devant l'habitation à Malpensa et celui diffusé dans la salle réverbérante.

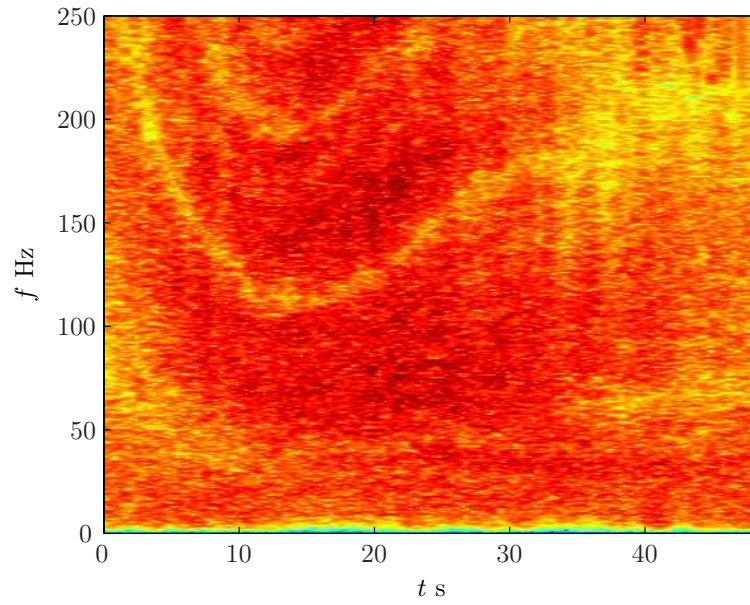


FIG. 5.15: Sonogramme de l'enregistrement du passage d'un avion au décollage à Malpensa (enregistrements du CSTB et LMA).

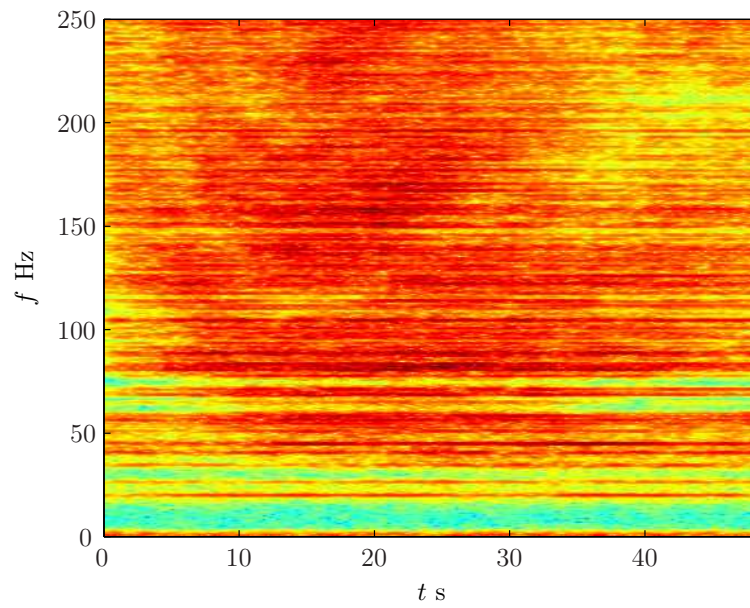


FIG. 5.16: Sonogramme de la mesure dans la salle réverbérante du bruit d'avion diffusé par un haut-parleur.

La comparaison des deux sonogrammes montre qu'en dessous de f_{Sch} , le régime libre est prédominant dans la salle réverbérante, ce qui confirme que le contrôle actif doit se concentrer sur les fréquences propres dans un local au parois assez rigides.

5.3.2 Discrétisation de la fenêtre en sources ponctuelles.

Le problème est de considérer la fenêtre ouverte comme un ensemble fini de sources élémentaires.

L'origine de la pièce est fixée au point $O(0; 0; 0)$ noté sur le plan. On définit les quatres angles de la fenêtre $F_1(0; 0, 78; 2, 46)$, $F_2(0; 1, 93; 2, 46)$, $F_3(0; 1, 93; 0, 88)$ et $F_4(0; 0, 78; 0, 88)$. La fenêtre est discrétisée en un nombre de sources à déterminer.

Selon l'angle d'incidence de l'onde plane et la fréquence, la phase des sources varie. La première piste de l'aéroport est à une distance de 600 m, la deuxième à 1400 m (voir l'annexe E). Si l'on considère que l'avion est dans l'axe de la pièce mais avec un angle en élévation de $\theta_e = 30^\circ$, le déphasage entre le haut et le bas de la fenêtre en fonction de la fréquence varie comme représenté à la figure (5.17). Du fait que le bruit est assimilable à une onde plane, ces sources ont même amplitude de débit, mais des phases différentes. On note un déphasage maximum d'environ 80° à 100 Hz entre le haut et le bas de la fenêtre.

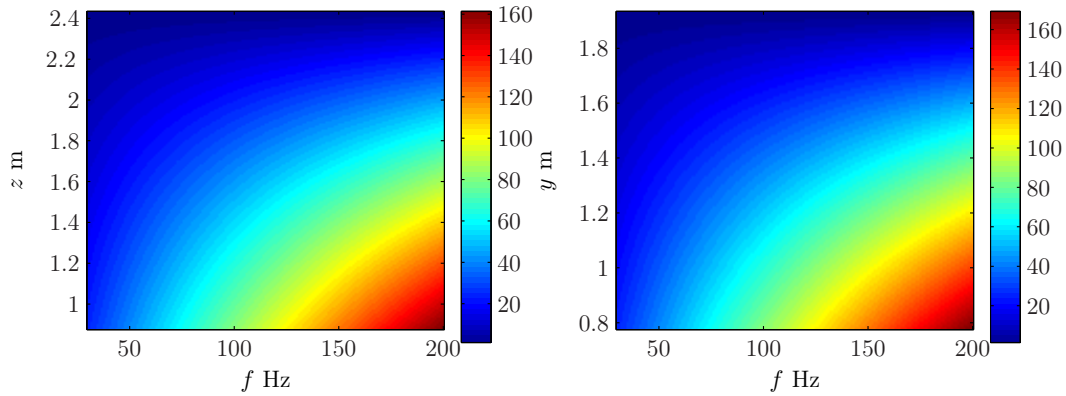


FIG. 5.17: Déphasage des sources sur la fenêtre pour une incidence de l'onde plane en élévation de $\theta_e = 30^\circ$, en fonction de la fréquence (gauche) et phase des sources sur la fenêtre pour une incidence de l'onde plane en azimut de $\theta_a = 45^\circ$, en fonction de la fréquence

D'une manière générale plus l'angle d'incidence de l'onde plane est grand plus le déphasage des sources augmente.

5.3.3 Calcul des fréquences propres et champ de pression

Avec une impédance des parois réaliste, d'au moins $\beta = 0,005$ – c'est le cas critique, soit $\alpha \simeq 0,04$ à 50 Hz pour du béton nu –, la réponse en fréquence est calculée au point $R(4; 2; 1, 2)$, avec la source placée dans le coin F_1 de la fenêtre. Comme il a été dit précédemment, les dimensions de la salle sont assez critiques dans le sens où certains modes sont très proches les uns des autres.

Il est intéressant de voir comment la fenêtre va exciter les modes de la salle selon sa discrétisation. On compare la réponse pour une seule source, 12 et 192 sources.

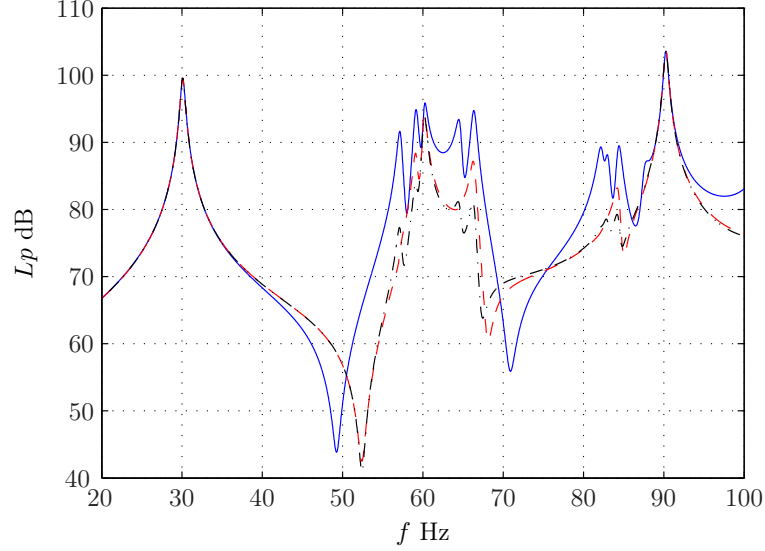


FIG. 5.18: Réponse de la salle en fonction du nombre de sources ponctuelles décrivant la fenêtre. Une seule source centrée (bleu), 12 sources (rouge-) et 192 sources (noir - .)

Les différents essais montrent que les calculs peuvent être effectués avec une discrétisation de la fenêtre d'au moins 120 sources si l'on veut une précision suffisante à 200 Hz.

On observe les différences de niveau entre le cas où l'onde plane a un angle d'incidence nul et un angle de $\theta_e = 30^\circ$ et $\theta_a = 60^\circ$ (figure 5.19). Il paraît normal que ces différences

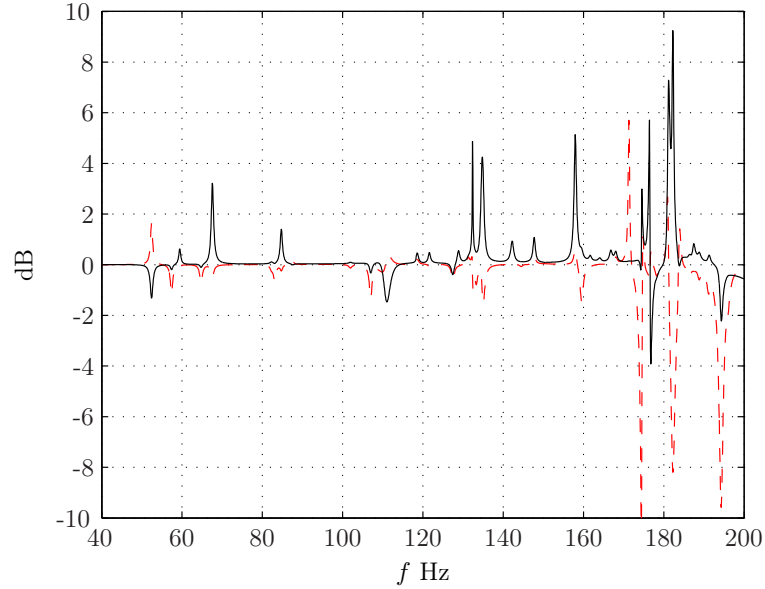


FIG. 5.19: Différence des niveaux de pression acoustique entre le cas où l'onde plane a un angle d'incidence nul et un angle de $\theta_e = 30^\circ$ (rouge-) et $\theta_a = 60^\circ$ (noir - .)

augmentent avec la fréquence puisque les longueurs d'ondes diminuent et la différence de trajet sur le plan de la fenêtre engendre ainsi un déphasage de plus en plus important entre les sources ponctuelles. Selon l'emplacement de la fenêtre vis à vis de la répartition de pression aux fréquences propres, les modes seront tantôt plus, tantôt moins excités. On note qu'aux premiers modes, la différence maximale atteignant 3 dB, il est nécessaire d'utiliser un nombre suffisant de sources ponctuelles pour modéliser le débit à la fenêtre, même aux très basses fréquences.

5.3.4 Mesures de bruit à Vernier

Vernier est une commune proche de l'aéroport de Genève-Cointrin et le bâtiment du service de la voirie (BSV) est dans l'axe de la piste de décollage. Ce sont dans ces locaux et plus particulièrement dans un bureau au premier étage que les mesures suivantes ont été réalisées. La situation et le plan du local sont en annexe F.

Comme pour le site de Malpensa, l'angle d'incidence de l'onde plane sur la fenêtre va déterminer le champ de pression dans le local. Les données utilisées sont celles d'appareils de type A320, très nombreux à l'aéroport de Genève, avec un angle au décollage d'environ 10° et une vitesse de 380 km/h. A partir de ces caractéristiques, il est possible d'estimer la hauteur de l'avion lors de son passage à l'azimut du BSV ainsi que l'angle de l'onde plane directe incidente en fonction du temps et le déphasage maximum à la fenêtre.

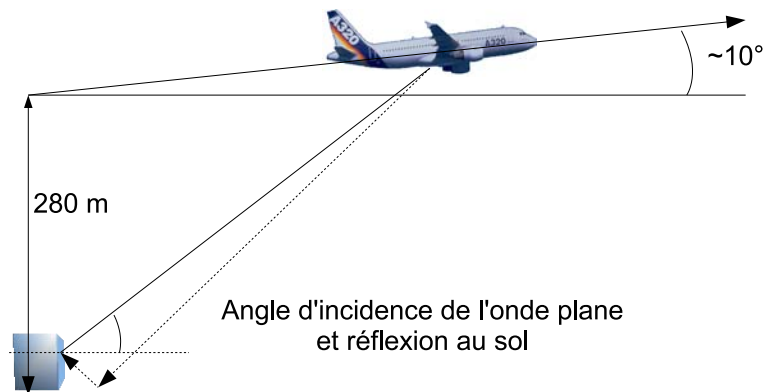


FIG. 5.20: Représentation du survol du BSV.

Après le passage de l'avion à la verticale, l'angle de l'onde plane diminue rapidement et reste en dessous de 30° au delà de 7 secondes. Le déphasage à la fenêtre sera alors très faible aux basses fréquences. La réflexion au sol doit être caractérisée en fonction de la position de l'avion et de la nature du sol.

Le local est très fourni en mobilier et des piles de papier et caisses de dossiers sont posées à même le sol sous les bureaux. Ceci limite l'influence exclusive de l'impédance des parois sur les pertes. Il semblerait alors beaucoup plus logique dans ce cas d'adopter la formulation de la pression qui attribue à chaque mode un facteur d'amortissement.

Le bruit généré par les avions survolant le bâtiment a été mesuré devant la fenêtre

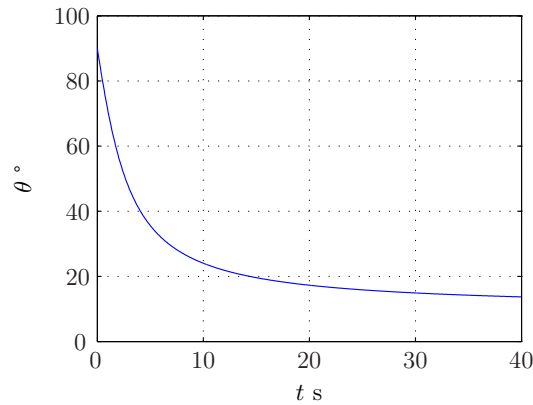


FIG. 5.21: Angle d'incidence en fonction du temps.

ouverte du local à l'extérieur et à l'intérieur à une place de travail.

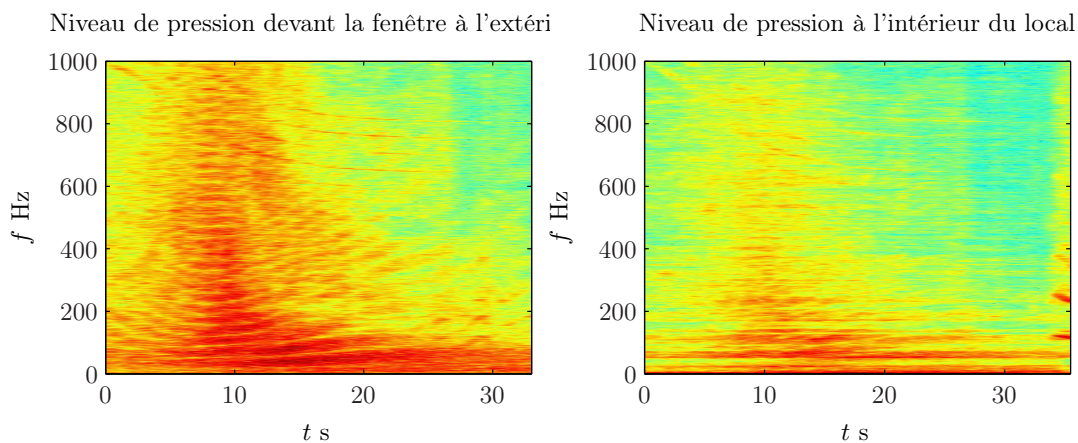


FIG. 5.22: Sonogramme lors du passage d'un avion devant la fenêtre du local à l'extérieur (gauche) et à l'intérieur (droite).

Le sonogramme (5.23) du bruit d'avion mesuré devant la fenêtre montre que le bâtiment fait écran aux fréquences supérieures à 200 Hz avant le passage à la verticale de l'avion. Le niveau mesuré est alors modéré, il est maximum (environ 86 dB(A)) au passage de l'avion à la verticale puis le spectre se restreint aux basses fréquences au fur et à mesure que l'avion s'éloigne. Dans la salle, le microphone de mesure a été placé à une place de travail, à 1,1 m de hauteur, devant un bureau ($x=1,6$ m $y=2,24$ m). Les niveaux aux fréquences propres prédominent, les modes sont excités, notamment ceux en dessous de 120 Hz. La représentation plus détaillée d'un autre passage (5.23) permet de déterminer avec une meilleure précision les fréquences propres excitées dans le local.

La pression dans le local a ensuite été mesurée à la place de travail, le haut-parleur étant placé dans un coin supérieur. Le comportement modal amorti de la salle se caractérise par

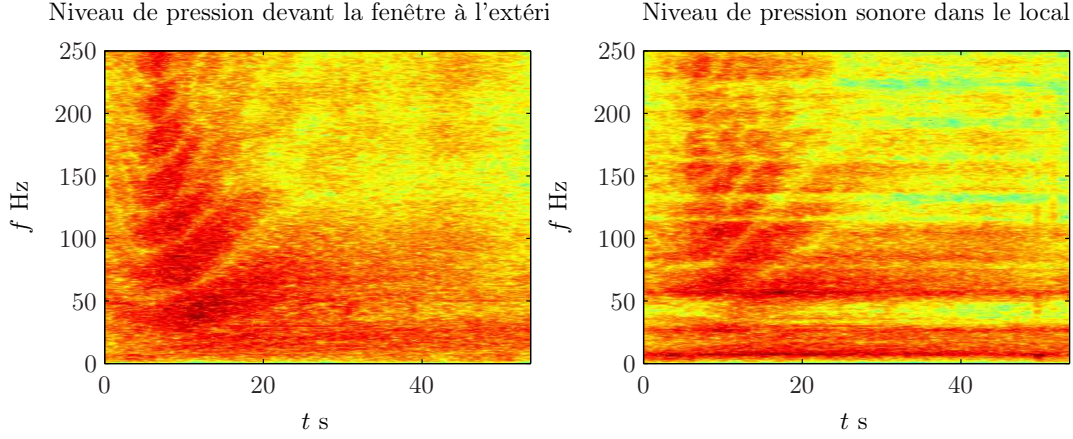


FIG. 5.23: Sonogramme lors du passage d'un avion devant la fenêtre du local à l'extérieur (gauche) et à l'intérieur (droite).

des maxima de pression aux fréquences propres (5.24).

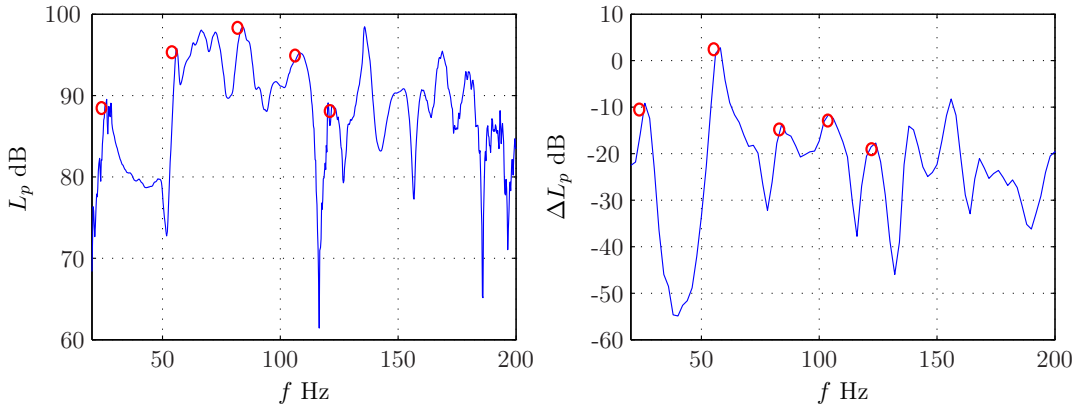


FIG. 5.24: Réponse de la salle (gauche) et rapport entre la pression dehors et dedans lors du passage d'un avion (droite).

Le rapport de la pression mesurée dehors et dedans lors du passage donne une fonction de transfert de la salle à un bruit provenant de la fenêtre ouverte. On observe là aussi très clairement le comportement modal du local. Les fréquences propres déterminées avec la réponse de la salle sont identifiables ici aussi. Seuls les gains de chaque mode ne sont pas identiques, les sources étant placées différemment dans la salle. La comparaison de la réponse de la salle et de la fonction de transfert montre une bonne correspondance des maxima pour les premiers modes. Dans le local, ce sont essentiellement les deux premiers modes qui semblent avoir des niveaux élevés (5.25 et 5.26).

Les mesures de bruit montrent la domination des basses fréquences dans le spectre du

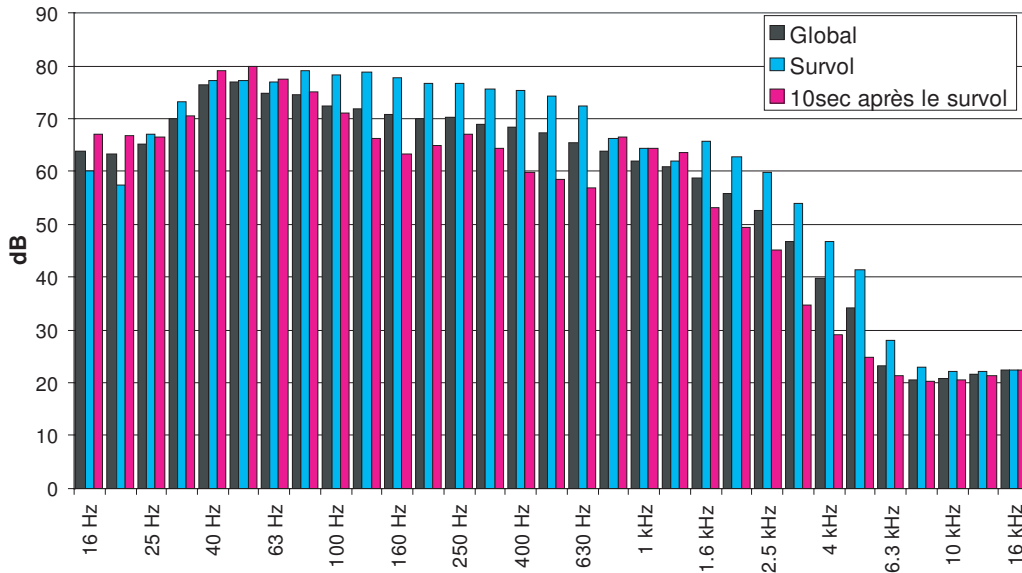


FIG. 5.25: Spectres du bruit d'avion mesuré à l'extérieur : global (sur toute la durée du passage soit 40 sec environ), Survol (niveaux pendant les 10 secondes où le niveau L_{eq} est maximum, autour du passage à la verticale de l'avion), 10 sec après survol (niveaux moyens pendant 10 secondes, 10 secondes après le passage à la verticale de l'avion).

passage d'un avion. Le passage se divise en plusieurs périodes :

- la première avant que l'avion soit à la verticale de la fenêtre où le bruit est modéré et essentiellement aux basses fréquences
- une période de 10 secondes environ autour de la position à la verticale pendant laquelle le bruit est large bande
- les 20 à 30 secondes qui suivent le passage à la verticale de l'avion pendant lesquelles le bruit se concentre au basses fréquences.

Il est flagrant que les basses fréquences dominent sur la durée et représentent l'essentiel de la nuisance. Les normes de bruit utilisent actuellement la pondération A comme référence pour estimer la gêne occasionnée. Mais il s'avère que la nuisance des basses fréquences est sous estimée. On trouve dans l'article [12] un récapitulatif des travaux menés sur les effets du bruit basse fréquence sur l'homme. Plusieurs observations et tests psycho-acoustiques ont montré que le bruit à basse fréquence est plus dérangeant à même niveau équivalent pondéré A que les autres bruits. C'est pour cette raison que les mesures ne sont pas pondérées.

Comme le bruit gênant s'avère être concentré dans les basses fréquences et plus particulièrement aux fréquences propres, on propose d'effectuer un contrôle modal à l'intérieur du local. Le système de contrôle actif modal est composé d'un haut-parleur placé dans un coin de la salle afin qu'il puisse exciter tous les modes, d'un microphone de contrôle dans

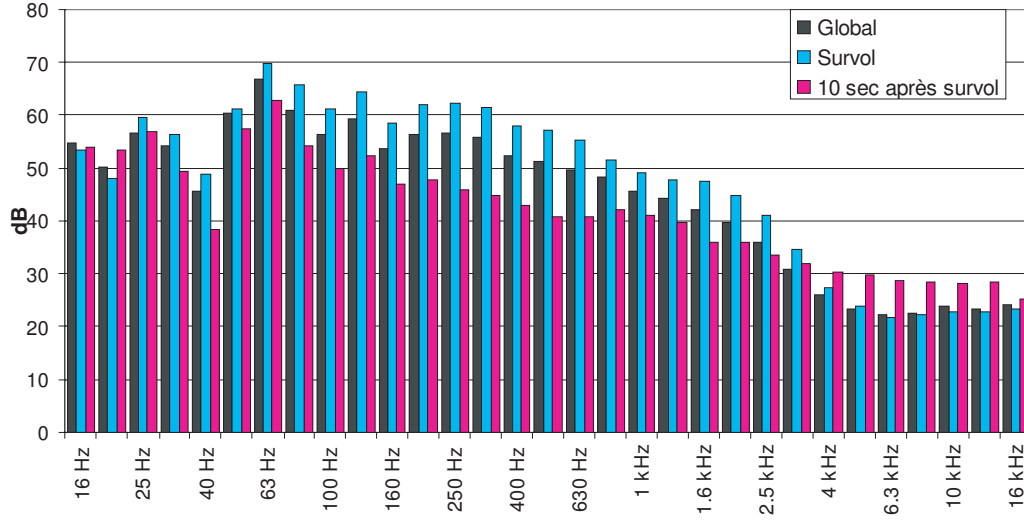


FIG. 5.26: Spectres du bruit d'avion mesuré à l'intérieur : global (sur toute la durée du passage soit 40 sec environ), Survol (niveaux pendant les 10 secondes où le niveau L_{eq} est maximum, autour du passage à la verticale de l'avion), 10 sec après survol (niveaux moyens pendant 10 secondes, 10 secondes après le passage à la verticale de l'avion).

un coin de la salle et d'une antenne superdirective ou un goniomètre à l'extérieur. L'idée étant d'anticiper le champ acoustique dans la salle au passage d'un avion, la relation liant l'onde incidente au débit acoustique de la fenêtre ouverte doit être déterminée.

Le système haut-parleur à utiliser doit être discret donc petit en taille mais avoir une réponse suffisante dans le grave. Son rendement peut être assez bas comme il sera placé au meilleur endroit pour exciter les modes. A la figure (5.27), sont représentés les niveaux de pression générés par le haut-parleur HT210F0 sur une enceinte close de 8 litres en champ libre à 2 m et dans le local de Vernier. Le haut-parleur est placé dans un coin supérieur et reçoit 1 V RMS à ses bornes. On remarque que la réponse dans le grave n'est pas très bonne en champ libre mais suffisante aux fréquences propres dans la pièce.

5.3.5 Conditions de captation du bruit primaire.

La particularité du contrôle modal est le fait que les temps d'établissement des modes, que ce soit par le bruit primaire ou le contre-bruit, sont grands par rapport aux temps de propagation. Cela ne diminue en rien les exigences sur la captation du bruit primaire.

Dans ce qui précède, l'on n'a fait aucune hypothèse quant au principe de contrôle actif proprement dit, le but poursuivi étant de définir les interactions entre sources et champ acoustique dans l'espace. Or on sait que le contrôle actif, qu'il soit en boucle ouverte (par anticipation) ou fermée (rétroaction), nécessite de capter le bruit primaire par un microphone de référence placé en amont du champ incident. Ainsi à Malpensa, que cela

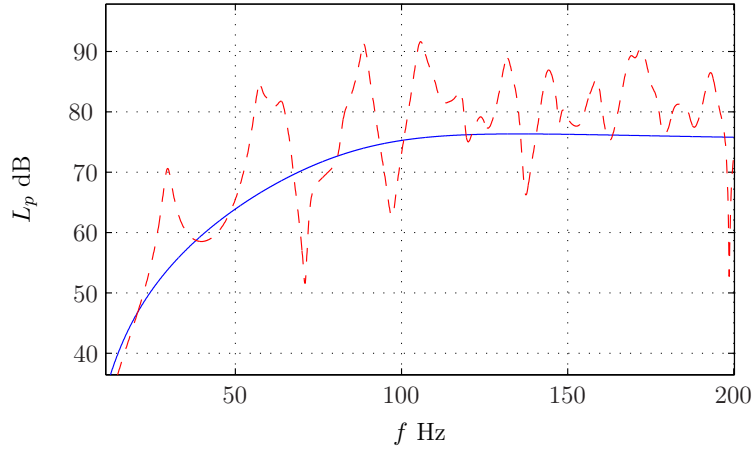


FIG. 5.27: Pression rayonnée par le haut-parleur HT210F0 sur une enceinte close de 8 litres en champ libre à 2 m (bleu —) et dans le local de Vernier à la position de travail (rouge - -).

soit pour les fenêtres actives ou l'écran virtuel, ce microphone est placé à l'extérieur à une distance de la fenêtre ou de l'écran, telle que le temps de propagation entre sa position et la fenêtre soit toujours au moins égal au temps de calcul du contre-bruit.

Avec le contrôle modal, on retrouvera cette exigence, avec la nécessité d'un ou plusieurs microphones disposés dans l'espace à protéger, par exemple dans un coin, en vue de minimiser le champ résultant par action sur la source de contre-bruit via le contrôleur, par exemple par filtrage adaptatif.

La connaissance de la pression acoustique de référence permettrait le calcul du débit acoustique de la fenêtre, ce qui suppose connu l'angle d'incidence du bruit primaire (nécessité d'un goniomètre, comme développé au LEMA). On sait aussi qu'il y a lieu de combattre non seulement l'onde incidente primaire directe (onde de "ciel"), mais aussi sa réflexion au sol (onde de "sol"), ce qui implique que le microphone dit de référence soit constitué de deux antennes unidirectionnelles convenablement orientées.

5.3.6 Détermination du bruit primaire

Pour réaliser une mesure de bruit d'avion avec un microphone unique, il faudra veiller à apporter une correction, spécialement dans les basses fréquences, en fonction de la hauteur du microphone. Il semble en effet qu'un microphone proche du sol, c'est à dire à 1 m environ, mesure des niveaux plus faibles qu'un microphone en position haute (10 m) quand l'angle d'incidence est faible et pour des bruits basses fréquences plus particulièrement. Cela signifie que la mesure au sol (1m) d'un avion qui s'éloigne peut sous estimer le niveau réel d'environ 10 dB arrivant au 3^{ème} étage d'un immeuble ([40]).

La relation entre la pression acoustique de référence et le débit correspondant de la fenêtre pourrait se déterminer par calcul théorique, à partir de la connaissance des paramètres concernés (dimensions, impédance des parois, etc.), qui n'est pas évident. C'est pourquoi, une expérimentation à l'aide d'une source de référence extérieure est préférable, comme cela s'est déjà fait pour les projets SILENCE LIGHT et EAU à Satolas-St Exu-

péry. Cela permettrait aussi de vérifier l'isolation aux basses fréquences des murs et du toit pour s'assurer que le débit à la fenêtre est effectivement l'unique source de bruit dans le local. Dans le cas contraire cette transmission devra être caractérisée afin d'estimer sa contribution au champ acoustique dans le local au passage d'un avion.

5.4 Bilan

Les premiers essais dans la salle réverbérante ont permis de se rendre compte de l'efficacité à attendre du contrôle modal avec une seule source de contre-bruit. C'est la solution qui semble le plus raisonnable dans le cadre du projet Teria. Les mesures ont montré que le bruit à combattre présente un maximum de niveau acoustique aux basses fréquences sur le temps total de passage. La fonction de transfert entre l'extérieur et l'intérieur du local fait apparaître que l'excitation des modes peut engendrer des niveaux plus élevés aux fréquences propres à l'intérieur qu'à l'extérieur.

Les mesures réalisées à Vernier montrent aussi que dans un local habité, l'influence de l'impédance des parois est difficilement dissociable de l'amortissement dû au mobilier. Aussi seul l'amortissement de chaque mode permet dans ce cas de déterminer le champ acoustique dans la salle, l'impédance équivalente des parois n'ayant alors pas vraiment de sens physique.

De plus, il est très important de se donner les moyens de connaître l'onde primaire. Des expérimentations préliminaires permettraient de connaître le facteur d'amortissement des modes et de déterminer la relation entre l'onde plane incidente et le débit à la fenêtre. On pourrait ainsi connaître à priori le champ de pression dans le local à contrôler, l'onde plane directe de celle réfléchie au sol étant bien différenciées à l'aide d'antennes super-directives. Un microphone à l'intérieur servirait à vérifier l'efficacité du contrôle et à le corriger.

Conclusion

L'objectif de ce travail était d'analyser le comportement global d'un haut-parleur excitant une salle dans la bande de fréquence de ses premiers modes, pour une application de contrôle actif. Dans le cadre de cette étude, il a aussi été question de cas pratiques liés aux problèmes rencontrés lors de la restitution audio dans les locaux. La démarche générale de cette thèse a privilégiée l'étude des phénomènes audibles et une observation systématique de tous ceux traités.

L'étude s'est d'abord portée sur l'étude du haut-parleur en champ libre. Le recours à des schémas équivalents et aux paramètres de Thiele et Small, a permis de donner un modèle adéquat du haut-parleur électrodynamique, en vue de l'étude de l'interaction électroacoustique entre le champ dans un espace clos et l'excitation du haut-parleur. En particulier, le théorème de Thévenin a conduit à la définition d'une impédance de charge acoustique. Une méthode de détermination de l'impédance de rayonnement, par la mesure du champ proche du haut-parleur, a été proposée et vérifiée.

Ensuite, le régime stationnaire a été modélisé et l'étude s'est portée sur la caractérisation de l'impédance des parois, déterminante dans l'amplitude des modes et leurs fréquences propres. On a valorisé ces propriétés dans l'estimation du coefficient d'amortissement à partir du facteur de qualité des modes. La méthode de résolution par éléments finis a été mise à l'épreuve avec l'utilisation intelligente du logiciel Femlab. Les simulations se sont avérées satisfaisantes, car confortées expérimentalement. Les mesures réalisées sur le site de Vernier ont montré que l'effet de l'impédance des parois diminue vis à vis de l'effet du mobilier sur l'amortissement global. Aussi il paraît plus logique de considérer l'amortissement de chaque mode plutôt que l'impédance des parois.

On a ensuite montré l'effet de l'impédance de charge acoustique d'un haut-parleur, dans un espace clos dont les parois sont supposées relativement rigides. Elle en modifie le débit aux fréquences propres par rapport à ce qu'il serait en champ libre. On a proposé une formulation, laquelle a été vérifiée expérimentalement. Dans le cas où l'impédance des parois est inconnue, à partir du facteur de qualité mesuré, il s'agit de distinguer, par un schéma itératif, les contributions respectivement de l'impédance des parois et de la diminution de débit. Cette méthode peut-être utilisée si il s'agit de déterminer l'amortissement des modes en fonction de la réponse du système constitué du haut-parleur et du local. Cette méthode peut être un outil précieux pour l'ingénieur permettant aussi une bien meilleure approximation de l'amortissement des modes. Finalement, on a observé que, pour le contrôle actif

modal, à la réduction résultante de la pression acoustique correspond une diminution de l'impédance de charge.

Cette propriété de diminution de débit quand le haut-parleur est dans un noeud peut permettre de connaître par analyse de l'impédance de charge mais aussi par la mesure de l'impédance électrique aux bornes du haut-parleur, des informations sur le comportement modal de l'espace dans lequel il rayonne. Ceci rendrait possible la réalisation d'un système d'égalisation pour les subwoofer, sans microphone, seulement avec les informations fournies par l'impédance électrique.

Dans le contexte du contrôle actif, on s'intéresse particulièrement à des sons transitoires, c'est pourquoi nous avons étudié le comportement temporel du champ de pression dans une salle excitée par différents types de sons paramétrés. L'observation de l'évolution de l'amplitude de la pression acoustique a permis d'obtenir une bonne approximation pour des fréquences proches des fréquences propres. Ce modèle simplifié est très utile en première estimation et permet de décrire les phénomènes observés dans le domaine fréquentiel le plus audible, au centre de nos préoccupations. L'observation dans le plan temps fréquence a permis de modéliser la réponse de la salle à l'enclenchement de la source ; celle-ci se compose du régime libre et du régime transitoire. Ce dernier se compose d'un transitoire à la fréquence d'excitation et du régime libre à l'enclenchement de la source. On a montré que les régimes libres à l'enclenchement et celui à l'extinction sont semblables. Tous deux sont qualifiés sur la base de postulats et d'observations cohérents, malgré les limitations du traitement de signal entrepris.

A l'aide de la méthode par réallocation dans le plan temps fréquence, on a montré que, selon la modulation d'amplitude, les régimes libres et transitoires peuvent apparaître simultanément pendant toute la durée d'une excitation modulée. Il serait intéressant de rapprocher ce comportement de phénomènes plus connus comme ceux des gyromètres acoustiques notamment [21].

Par la simulation et l'expérimentation systématique, le système haut-parleur - salle a été caractérisé tant pour un son stationnaire que pour un son transitoire, relevant les contraintes s'appliquant au contrôle actif modal.

Les mesures sur site ont permis de montrer que l'impédance des parois n'est pas forcément l'élément prépondérant dans l'amortissement des modes quand la salle est bien fournie en mobilier. Aussi il apparaît plus logique d'utiliser le coefficient d'amortissement de chaque mode. L'estimation de celui-ci à partir des facteurs de qualité de la réponse en pression n'est pas forcément aisée comme le facteur de qualité est faible. Il serait alors intéressant de déterminer ces coefficients aussi à partir de mesures d'amortissement temporel des modes, comme il a été fait dans la salle réverbérante au quatrième chapitre, mais dans un local soumis au bruit d'avion. De plus dans ce local, il serait utile d'approfondir l'étude du comportement temporel à une excitation modulée et de vérifier les prévisions analytiques. La relation entre la pression à l'intérieur et le débit à la fenêtre pourrait aussi être établi en fonction de l'onde plane incidente mesurée.

La continuité de ce travail sera essentiellement axée sur l'étude temporelle initiée au

quatrième chapitre toujours dans une optique de caractériser les phénomènes audibles dans les locaux.

Annexe A

Mesures des paramètres de Thiele et Small

A.1 Méthode de mesure

Mesure de la tension aux bornes et de l'intensité aux bornes d'une résistance de 0.1 ou 1 ohms en série avec le haut-parleur pour obtenir l'impédance $Z = U/I$ [41]. La nécessité d'avoir la masse commune engendre un retournement de phase entre ces deux valeurs mesurées.

A.2 Calculs

Les paramètres du haut-parleur peuvent être calculés à partir du module de l'impédance réduite mesurée $z = |Z/Re|$, comme suit :

1. Recherche de Z_0 et z_0 (respectivement les valeurs maximales de Z et z)
2. Choix de z_1 , où la courbe présente la meilleure symétrie. Dans notre cas nous prenons $1 + 2(z_0 - 1)/3$ contre $z_1 = \sqrt{z_0}$ usuellement.
3. Première estimation de la fréquence de résonance avec la recherche de la fréquence f_0 à laquelle la courbe atteint sa valeur maximale.
4. Recherche des fréquences f_- et f_+ telles que $z(f_-) = z(f_+) = z_1$
5. Calcul des fréquences de résonance $f_{s/c} = \sqrt{f_- f_+}$
6. Calcul du facteur de qualité mécanique $Q_{ms,mc} = \frac{f_{s,c}}{f_+ - f_-} \sqrt{\frac{z_0^2 - z_1^2}{z_1^2 - 1}}$
7. Calcul du facteur de qualité électrique $Q_{es,ec0} = \frac{Q_{ms,mc}}{z_0 - 1}$
8. Calcul du facteur de qualité total $Q_{ts,tc0} = \frac{Q_{ms,mc}}{z_0}$
9. Calcul du facteur de compliance $\alpha = \frac{f_c Q_{ec0}}{f_s Q_{es}} - 1$
10. Calcul de $V_{as} = \alpha V_b$
11. Vérification du facteur de perte acoustique $\frac{R_{as} + R_{ab}}{R_{as}} = \frac{f_c Q_{ms}}{f_s Q_{mc}}$

12. Vérification du rapport des masses $\frac{m_{as}+2m_{ar}}{m_{as}+m_{ar}+m_{ab}} = \frac{f_c Q_{es}}{f_s Q_{ec0}}$
13. Comparaison entre les fréquences de résonance $f_{s,c}$ et les fréquences correspondantes à $\phi Z_{s,c} = 0$

A.3 Application sur le haut-parleur Audax HT210F0

Les mesures et calculs précités sont appliqués au haut-parleur utilisé. Le volume interne de l'enceinte close est déterminé comme le volume de la boîte vide plus le trou de placement du haut parleur, moins le volume du moteur et du cône du haut-parleur, c'est-à-dire $V_b \cong 38,4 \pm 0,05 dm^3$ La détermination des paramètres suit la procédure de la section A.2

	AUDAX	MESURES
Re	$6,3\Omega$	$6,4\Omega$
Q_{ms}	2,05	2,13
Q_{ts}	0,36	0,355
Q_{es}	0,44	0,426
f_s	$34Hz$	$32,14Hz$

TAB. A.1: Paramètres de Thiele et Small du Audax HT210F0

Les valeurs des paramètres de Thiele et Small quand le haut-parleur est monté sur une enceinte close de volume $V_b = 38,4 dm^3$ et avec une tension de 0,1 V à ses bornes sont les suivants :

- $f_c = 59,8 Hz$
- $Q_{mc} = 4,27$
- $Q_{tc} = 0,76$
- $Q_{ec} = 0,92$

La répétabilité de ces mesures s'avère satisfaisante puisque les valeurs mesurées diffèrent rarement de plus de 6%. Par contre les mesures sur des haut-parleurs différents de même modèle montrent des écarts pouvant atteindre 15% sur les valeurs du Q_{ts} . Aussi on essaiera de conserver le même haut-parleur pour les mesures modales. D'autres techniques plus complexes [42] d'estimation des paramètres de haut-parleur permettent de réduire certaines erreurs dues aux approximations basses fréquences et à la simplification du comportement des suspensions mais cette amélioration reste négligeable vis à vis de l'écart mesuré entre les haut-parleurs de même modèle et a finalement peu d'influence sur la pression rayonnée.

Annexe B

Mesures du débit du haut-parleur monté sur une enceinte close

La mesure du débit dans l'enceinte close peut être réalisée de plusieurs manières. Il nous est possible de mesurer la vitesse du cône à l'aide d'un accéléromètre, d'un vibromètre laser ou d'un pont d'impédance et de mesurer la pression dans l'enceinte. Nous verrons que la solution la plus rapide et fidèle s'avère être la mesure de pression. [9]

B.1 Les méthodes

B.1.1 Mesures vibratoires

Que ce soit avec le vibromètre laser ou l'accéléromètre, il s'agit de mesurer la vitesse du cône et d'en déduire directement le débit. L'accéléromètre n'est pas retenu ici, celui-ci augmentant la masse mobile, il modifie le débit et l'impédance du haut-parleur. Le laser a comme avantage de ne pas perturber le fonctionnement du haut-parleur. Celui dont nous disposons au laboratoire, le BK nécessite de se placer assez près de la source et n'accepte pas les déplacements supérieurs à 50 cm de celle-ci pour obtenir des résultats satisfaisants. Aussi il s'avère perturber le fonctionnement du haut-parleur et n'est donc pas retenu.

B.1.2 Pont d'impédance

Le pont d'impédance consiste à séparer la tension motionnelle du haut-parleur de la tension d'excitation. On mesure la tension V_e proportionnelle à la vitesse de la membrane puisque étant la force contre-électromotrice de la bobine [33].

B.1.3 Pression dans l'enceinte close

La pression p_b est mesurée à l'aide d'un microphone BK. Il faut veiller à ce que les premières fréquences propres de la boîte ne soient pas incluses dans la bande de fréquence utile. En effet dans le cas contraire la pression dans la boîte ne serait plus uniquement

dépendante du volume et du débit du haut parleur, mais aussi des dimensions de la boîte et de la position du microphone. Le premier mode de la boîte est situé à 400Hz . Nous pouvons donc utiliser la relation suivante :

$$q_{HP} = j\omega C_{ab} p_b \quad (\text{B.1})$$

B.2 Comparaison des méthodes

Les résultats montrent que les différentes méthodes donnent de légères différences notamment pour la fréquence de résonance du système.

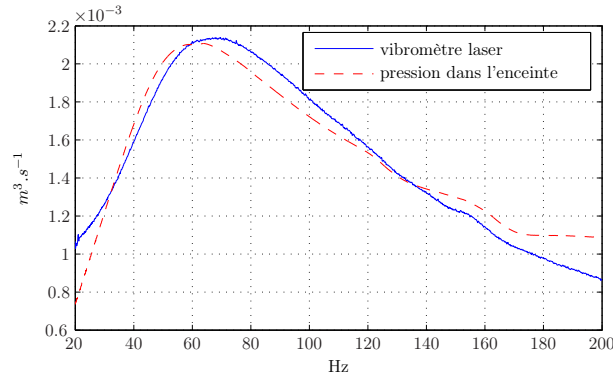


FIG. B.1: Comparaison du débit mesuré par le vibromètre laser et le microphone dans l'enceinte close

La méthode la plus directe et répétable sans modification du système haut-parleur s'avère être la mesure de la pression dans l'enceinte. C'est donc cette technique qui sera retenue pour nos mesures de débit.

Annexe C

Calcul d'erreur des paramètres de Thiele et Small

Cette annexe est tirée de la thèse de Veronique Adam [6]. Les erreurs sont calculées selon les lois de propagation des erreurs maximales (de signes positifs et négatifs). Les deux résultats finaux sont obtenus par la combinaison la plus pessimiste des fluctuations des paramètres. Cette méthode de calcul peut être écrite sous sa forme générale comme :

$$\Delta y = \sum_{i=1}^n \frac{\delta y}{\delta x_i} \Delta x_i \quad \text{for } y = f(x_1, x_2, x_3, \dots, x_n) \quad (\text{C.1})$$

C.1 Les paramètres de Thiele et Small

Les paramètres de Thiele et Small mesurés et calculés selon la procédure décrite dans l'annexe A, peuvent fluctuer en fonction des incertitudes sur les fréquences f_- et f_+ , l'impédance réduite z_0 et le volume net interne V_b , comme suit :

$$\Delta f_{s,c} = \Delta f_+ \frac{f_-}{2 \sqrt{f_- f_+}} + \Delta f_- \frac{f_+}{2 \sqrt{f_- f_+}} \quad (\text{C.2})$$

$$\Delta Q_{ms,mc} = \Delta f_+ \left\{ - \frac{\sqrt{f_- f_+} \sqrt{\frac{-[1-\frac{2}{3}(z_0-1)]^2 + z_0^2}{-1+[1+\frac{2}{3}(z_0-1)]^2}}}{(f_+ - f_-)^2} + \frac{f_- \sqrt{\frac{-[1-\frac{2}{3}(z_0-1)]^2 + z_0^2}{-1+[1+\frac{2}{3}(z_0-1)]^2}}}{2 \sqrt{f_- f_+} (f_+ - f_-)} \right\} +$$

$$\begin{aligned}
\Delta f_- & \left\{ -\frac{\sqrt{f_- f_+} \sqrt{\frac{-[1-\frac{2}{3}(z_0-1)]^2+z_0^2}{-1+[1+\frac{2}{3}(z_0-1)]^2}}}{(f_+ - f_-)^2} + \frac{f_+ \sqrt{\frac{-[1-\frac{2}{3}(z_0-1)]^2+z_0^2}{-1+[1-\frac{2}{3}(z_0-1)]^2}}}{2 \sqrt{f_- f_+} (f_+ - f_-)} \right\} + \\
\Delta z_0 & \frac{\sqrt{f_- f_+} \frac{-\frac{4}{3}[1+\frac{2}{3}(z_0-1)]+2z_0}{-1+[1+\frac{2}{3}(z_0-1)]^2} - \frac{4[1+\frac{2}{3}(z_0-1)][-(1+\frac{2}{3}(z_0-1))^2+z_0^2]}{3[-1+(1+\frac{2}{3}(z_0-1))^2]^2}}{2 (f_+ - f_-) \sqrt{\frac{-[1+\frac{2}{3}(z_0-1)]^2+z_0^2}{-1+[1+\frac{2}{3}(z_0-1)]^2}}} \quad (C.3)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\Delta Q_{es,ec} &= -\Delta f_+ \left\{ \frac{\sqrt{f_- f_+} \sqrt{\frac{-[1+\frac{2}{3}(z_0-1)]^2+z_0^2}{-1+[1+\frac{2}{3}(z_0-1)]^2}}}{(f_+ - f_-)^2 (z_0 - 1)} + \frac{f_- \sqrt{\frac{-[1+\frac{2}{3}(z_0-1)]^2+z_0^2}{-1+[1+\frac{2}{3}(z_0-1)]^2}}}{2 \sqrt{f_- f_+} (f_+ - f_-) (z_0 - 1)} \right\} + \\
\Delta f_- & \left\{ \frac{\sqrt{f_- f_+} \sqrt{\frac{-[1+\frac{2}{3}(z_0-1)]^2+z_0^2}{-1+[1+\frac{2}{3}(z_0-1)]^2}}}{(f_+ - f_-)^2 (z_0 - 1)} + \frac{f_+ \sqrt{\frac{-[1+\frac{2}{3}(z_0-1)]^2+z_0^2}{-1}}}{2 \sqrt{f_- f_+} (f_+ - f_-) (z_0 - 1)} \right\} - \\
\Delta z_0 & \left\{ \frac{\sqrt{f_- f_+} \sqrt{\frac{-[1+\frac{2}{3}(z_0-1)]^2+z_0^2}{-1+[1+\frac{2}{3}(z_0-1)]^2}}}{(f_+ - f_-) (z_0 - 1)^2} - \frac{\sqrt{f_- f_+} \left[\frac{-\frac{4}{3}[1+\frac{2}{3}(z_0-1)]+2z_0}{-1+[1+\frac{2}{3}(z_0-1)]^2} - \frac{4[1+\frac{2}{3}(z_0-1)][-(1+\frac{2}{3}(z_0-1))^2+z_0^2]}{3[-1+(1+\frac{2}{3}(z_0-1))^2]^2} \right]}{2 (f_+ - f_-) (z_0 - 1) \sqrt{\frac{-[1+\frac{2}{3}(z_0-1)]^2+z_0^2}{-1+[1+\frac{2}{3}(z_0-1)]^2}}} \right\} \quad (C.4)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\Delta V_{as} &= \Delta V_b \left(\frac{f_c Q_{ec}}{f_s Q_{es}} - 1 \right) - \Delta Q_{es} \frac{f_c Q_{ec}}{f_s Q_{es}^2} V_b + \Delta Q_{ec} \frac{f_c}{f_s Q_{es}} V_b - \\
\Delta f_s & \frac{f_c Q_{ec}}{f_s^2 Q_{es}} V_b + \Delta f_c \frac{Q_{ec}}{f_s Q_{es}} V_b \quad (C.5)
\end{aligned}$$

Annexe D

Modes propres de la salle réverbérante calculés avec Femlab.

D.1 Modes propres

Tous les calculs suivants sont réalisés avec une valeur d'admittance commune à toutes les parois : $\beta = 0,001 - i * 0.006$.

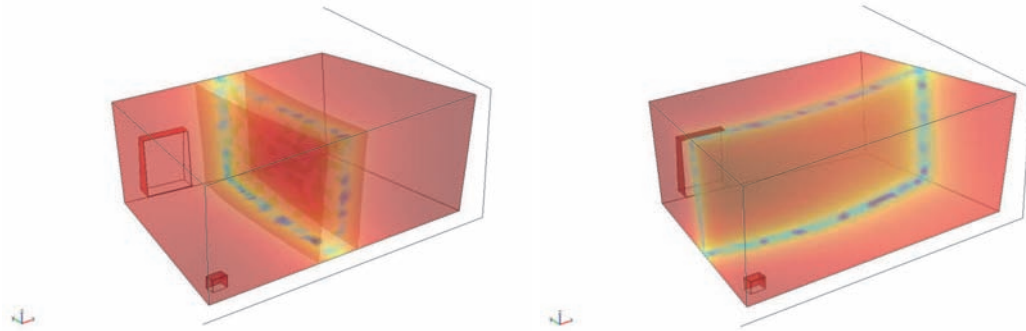


FIG. D.1: Premier mode axial à $f_{1,0,0} = 20,36$ Hz et deuxième mode axial à $f_{0,1,0} = 26,76$ Hz

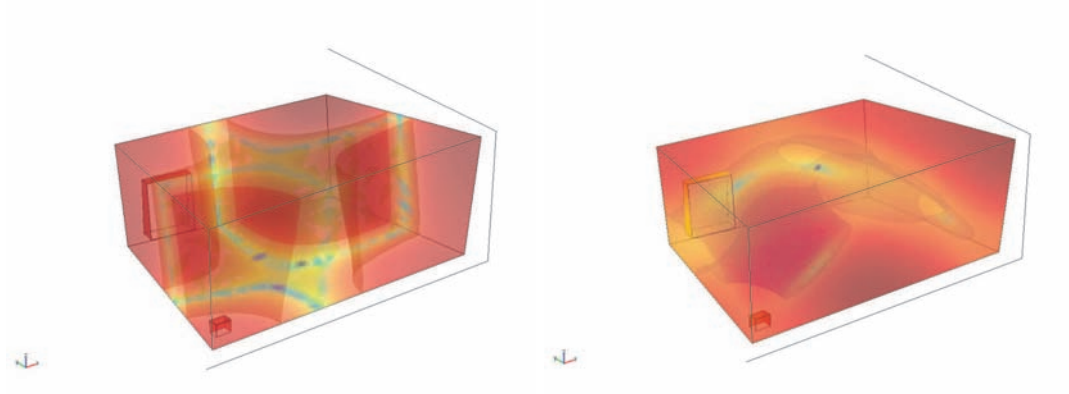


FIG. D.2: Premier mode tangentiel à $f_{1,1,0} = 34,9$ Hz et troisième mode axial mais déformé $f_{0,0,1} = 40,55$ Hz

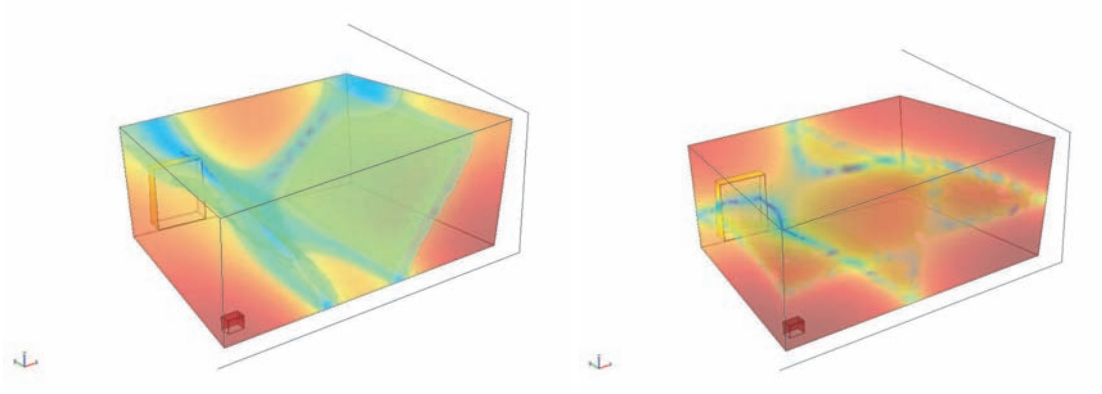
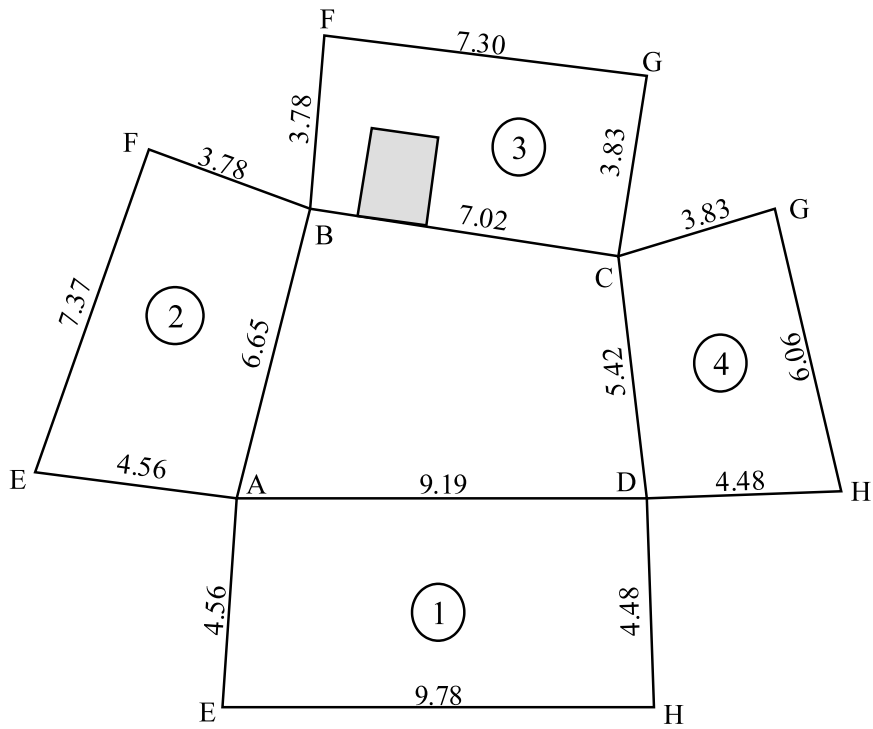


FIG. D.3: Quatrième mode axial déformé à $f_{2,0,0} = 40,9$ Hz et deuxième mode tangentiel $f_{1,0,1} = 45,1$ Hz

D.2 Plan détaillé de la salle réverbérante.

Echelle: 1:150
Dim. en mètres



plus petite dimension: 3.78 m
plus grande diagonale: 11.52 m

Volume: 215.6 m³
Surface totale: 226.9 m²

Sol:	48.0 m ²
Plafond:	56.2 m ²
Paroi1:	42.8 m ²
Paroi2:	29.0 m ²
Paroi3:	27.2 m ²
Paroi4:	23.7 m ²

Annexe E

Teria - site de Malpensa.

E.1 Photo satellite du site de Malpensa.

Sur la photo satellite (E.1), la maison concernée par notre étude est représentée en rouge. Son orientation est la même que les pistes de l'aéroport situées à 600 m et 1400 m. La fenêtre de la salle est orientée nord-ouest, vers les pistes donc selon la direction notée sur le plan. Les fins de pistes sont marquées par les grandes bandes blanches. Tout avion décolle avant ce marquage. La piste est un peu surélevée et est ainsi au même niveau que les fenêtres. L'avion au décollage aura donc toujours un angle positif en élévation par rapport à la fenêtre.



FIG. E.1: Photo satellite du site de Malpensa.

Annexe F

Aéroport international de Genève - site de Vernier.

F.1 Photo satellite du site de Vernier et plan du local.

Sur la photo satellite (F.2), le bâtiment concerné par notre étude est représenté en rouge. Son orientation est la même que les pistes de l'aéroport situées à 1600 m environ. La fenêtre du local est orientée sud-ouest. Le passage des avions est, à 2 ou 3 ° près, dans l'axe de la fenêtre, on les entend donc survoler le bâtiment puis s'éloigner dans l'axe de la fenêtre (F.1).

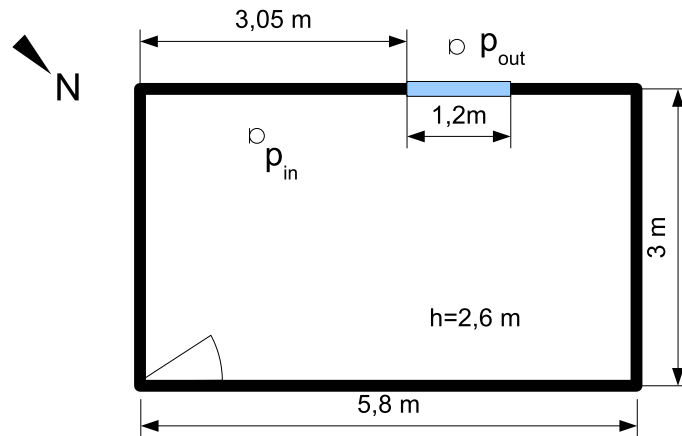


FIG. F.1: Plan du local du site de Vernier. p_{in} et p_{out} sont les points de mesure.



FIG. F.2: Photo satellite du site de Vernier.

Bibliographie

- [1] *Femlab 3.1 - Modeling Guide*.
- [2] *Time-Frequency Toolbox - For Use with Matlab*, 1995.
- [3] M. Karjalainen A. Mäkitvirta, P. Antsalo and V. Välimäki. Modal equalisation of loudspeaker - room responses at low frequencies. *The Journal of the Audio Engineering Society*, 51(5) :324–343, 2003.
- [4] Ronald M. Aarts and Augustus J. E. M. Janssen. Approximation of the struve function h_1 occurring in impedance calculations. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 113(5) :2635–2637, 2003.
- [5] V. Adam. Amplitude and phase synthesis of loudspeaker systems. In *Proc. AES 108th Convention*, Paris, 2000.
- [6] V. Adam. *Loudspeaker behaviour under incident sound field*. PhD thesis - Ecole polytechnique fédérale de Lausanne, 2002.
- [7] AES. *Loudspeaker - An Anthology*. Journal of the Audio Engineering Society, 1953-1977.
- [8] R. F. Allison. Influence of listenning rooms on loudspeaker systems. *Audio*, 63 :36, 1979.
- [9] D. K. Anthony and S. J. Elliott. A comparison of three methods of measuring the volume velocity of an acoustic source. *The Journal of the Audio Engineering Society*, 39(10) :335–365, 1991.
- [10] J. Robert Ashley and Mark D. Swan. Experimental Determination of Low-Frequency Loudspeaker Parameters. In *Proc. AES 37th Convention*, New York, 1969.
- [11] M. R. Avis. Q-factor modification for low-frequency room modes. In *The AES 21th Conference*, St. Petersburg, Russia, 2002.
- [12] R. F. Soames Job B. Berglund, P. Hassmen. Sources and effects of low-frequency noise. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 99(5) :2985–3002, 1996.
- [13] W. J. Davies B. M. Fazenda, M. R. Avis. Low frequency room excitation using distributed mode loudspeakers. In *The AES 21th Conference*, St. Petersburg, Russia, 2002.
- [14] K. O. Ballagh. Optimum loudspeaker placement near reflecting planes. *The Journal of the Audio Engineering Society*, 31 :931–935, 1983.
- [15] J. E. BENSON. *Theory and design of loudspeaker enclosures*. Synergetic Audio Concepts, 1993.

- [16] Leo L. Beranek. *Acoustics*. Electrical and electronic engineering series. McGraw-Hill, 1954.
- [17] Marinus M. Boone, Gilles Janssen, and Michiel van Overbeek. Modal superposition in the time domain : Theory and experimental results. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 97(1) :92–97, 1995.
- [18] M. Bruneau. *Manuel d’acoustique fondamentale*. Hermes, 1998.
- [19] F. De Coulon. *Théorie et traitement des signaux*, volume VI of *Traité d’électricité*. Presses Polytechniques Romandes, 1998.
- [20] Jr. D. B. Keele. Low-frequency loudspeaker assesment by nearfield sound-pressure measurement. In *Proc. AES 45th Convention*, Los Angeles, May 1973.
- [21] Philippa Dupire and Michel Bruneau. Transient behavior of acoustic gyrometers. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 103(5) :2965–2965, 1998.
- [22] P. Herzog et O. Schevin. Estimation du degré de complexité d’un modèle de source vibrante. In *6 ème Congrès Français d’Acoustique CFA*, Lille, 2002.
- [23] P. Flandrin F. Auger. Improving the readability of time-frequency and time-scale representations by reassignment methods. *IEEE Trans. on Signal Proc.*, 43(5) :1068–1089, 1995.
- [24] P.-J. René F. Nater. *Contrôle actif des basses fréquences*. Travail de diplôme - EPFL, 2005.
- [25] A. Freedman. Transient fields of acoustic radiators. *J. Acoust. Soc. Am.*, 48 :135–138, 1970.
- [26] A. R. Groh. High-fidelity sound system equalization by analysis of standing waves. *The Journal of the Audio Engineering Society*, 22(10) :795–799, 1974.
- [27] G. R. Harris. Review of transient field theory for a baffled planar piston. *J. Acoust. Soc. Am.*, 70 :10–20, 1981.
- [28] Uno Ingard. On the theory and design of acoustic resonators. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 25(6) :1037–1061, 1953.
- [29] J. Clegg J. A. Angus, A. C. Marvin. The effect of acoustic diffusers on room modes. *Proc. Inst. Acoust.*, 15 :237–246, 1993.
- [30] C. De Villedary K. Kodera and R. Gendrin. A new method for the numerical analysis of nonstationary signals. *Phys. Earth and Plan. Int.*, 12 :142–150, 1976.
- [31] H. Kuttruff. *Room acoustics*, volume Third Edition. Elsevier Applied Science, 1993.
- [32] S. Linkwitz. Investigation of sound differences between monopolar and dipolar woofers in small rooms. In *Proc. AES 105th Convention*, San Francisco, 1998.
- [33] H. Lissek. *Les matériaux actifs à propriétés acoustiques variables*. PhD thesis - Université du Maine, 2002.
- [34] M. S. Milosevic M. A. Milosevic, N. D. Milosevic. Criterion of diffuseness of sound field in rectangular room. *Facta Universitatis - working and living environmental protection*, 1(2) :33–43, 1999.

- [35] The MathWorks, Inc., 24 Prime Park Way, Natick, MA 01760, USA. *MATLAB - Signal Processing Toolbox User's Guide*, December 1996. www.mathworks.com.
- [36] P. M. Morse and R. H. Bolt. Sound waves in rooms. *Rev. Mod. Phys.*, 16 :69–150, 1944.
- [37] P.M. Morse and K.U. Ingard. *Theoretical acoustics*. McGraw-Hill, 1968.
- [38] P.A Nelson and S.J. Elliott. *Active Control of Sound*. Academic Press, 1992.
- [39] A. D. Pierce. *Acoustics - An introduction to Its Physical Principles and Applications*. Acoustical Society of America, 1989.
- [40] G. Thomann R. Bütikofer. Aircraft sound measurements : The influence of microphone height. *Acta Acustica united with Acustica*, 91 :907–914, 2005.
- [41] M. Rossi. *Electroacoustique*, volume XXI of *Traité d'électricité*. Presses Polytechniques Romandes - Première Edition, 1986.
- [42] J. C. Le Roux. *Le haut-parleur électrodynamique : estimation des paramètres électroacoustiques aux basses fréquences et modélisation de la suspension*. PhD thesis - Université du Maine, 1994.
- [43] Z. Jinglei S. Xiaoxiang, S. Yong. Optimization of the locations of the loudspeaker and absorption material in a small room. *Applied acoustics*, 65 :791–806, 2004.
- [44] T. Salava. Acoustic load and transfert functions in rooms at low frequencies. *The Journal of the Audio Engineering Society*, 36 :763–775, 1988.
- [45] T. Salava. Low frequency performance of listening rooms for steady-state and transient signals. In *Proc. AES 88th Convention*, Montreux, 1990.
- [46] M.R. Schroeder. Modulation transfer functions : Definition and measurement. *Acustica*, 49 :179–182, 1981.
- [47] R. H. Small. Closed-box loudspeaker systems part i : Analysis. *The Journal of the Audio Engineering Society*, 20(10) :798–807, 1972.
- [48] R. H. Small. Closed-box loudspeaker systems part ii : Synthesis. *The Journal of the Audio Engineering Society*, 21(1) :11–17, 1973.
- [49] R. H. Small. Total Difference Frequency Measurements. In *Proc. AES 75th Convention*, page 2078, Paris, France, March 1984.
- [50] H.J.M. Steeneken T. Houtgast. The modulation transfer function in room acoustics as a predictor of speech intelligibility. *Acustica*, 66-73, 1973.
- [51] P. D'Antonio T. V. Cox and M. R. Avis. Room sizing and optimisation at low frequency. *The Journal of the Audio Engineering Society*, 52(6) :640–651, 2004.
- [52] A.N. Thiele. Loudspeakers in vented boxes : part 1. *The Journal of the Audio Engineering Society*, 19(5) :382–391, May 1971.
- [53] A.N. Thiele. Loudspeakers in vented boxes : part 2. *The Journal of the Audio Engineering Society*, 19(6) :471–483, June 1971.
- [54] R. Walker. Equalization of room acoustics and adaptive systems in the equalization of small room acoustics. In *The AES 15th International Conference : Audio, Acoustics and Small Spaces*, Copenhagen, 1998.

- [55] Richard V. Waterhouse. Output of a sound source in a reverberation chamber and other reflecting environments. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 30(1) :4–13, 1958.
- [56] C. Jianchun Z. Xiaotian, Z. Zhemin. Using optimized surface modifications to improve low frequency response in a room. *Applied acoustics*, 65 :841–860, 2004.

Nomenclature

α	Coefficient d'absorption	1
χ	Réactance réduite	1
Δt	Temps de propagation	s
γ_n	Facteur dissipatif	rad
\underline{U}_g	Tension à vide	V
Ω	Pulsation de la modulation	rad
ψ_n	Fonction propre	1
σ	Susceptance réduite	1
θ	Résistance réduite	1
$\underline{\beta}$	Admittance réduite	1
$\underline{\zeta}$	Impédance réduite	1
\underline{F}_g	Force mécanique exercée par la bobine traversée par le courant \underline{I}	N
\underline{I}	Courant traversant la bobine	A
\underline{k}_n	Nombre d'onde complexe d'une salle aux parois à réaction localisée	rad.m ⁻¹
\underline{p}_b	Pression dans l'enceinte close	Pa
\underline{q}	Débit du haut-parleur	m ³ .s ⁻¹
\underline{v}	Vitesse du cône	m.s ⁻¹
\underline{Z}	Impédance d'une paroi	Pa.s.m ⁻¹
\underline{Z}_{ac}	Impédance acoustique de charge	Pa.s.m ⁻³
\underline{Z}_{ag}	Impédance acoustique de source	Pa.s.m ⁻³
\underline{Z}_{ar}	Impédance acoustique de rayonnement	Ω_a
ξ	Conductance réduite	1
a	Aire d'absorption	m ²
a	Rayon	m.s ⁻¹

$a(t)$	Fonction d'amplitude	
B	Induction radiale dans l'entrefer	T
Bl	Coefficient de couplage électrodynamique	$T.m$
c	Vitesse du son dans l'air	$m.s^{-1}$
C_{ab}	Compliance acoustique d'une enceinte	$m^3.Pa^{-1}$
f_c	Fréquence de résonance du haut-parleur sur enceinte close	Hz
f_e	Fréquence d'excitation	Hz
f_n	Fréquence propre du mode n	Hz
f_s	Fréquence de résonance du haut-parleur	Hz
J_0	Fonction de Bessel	
k_{n0}	Nombre d'onde d'une salle aux parois rigides	$rad.m^{-1}$
l	Longueur du conducteur constituant la bobine	m
m	Amplitude de la modulation	1
m_{ab}	Masse acoustique d'une enceinte	$kg.m^{-4}$
Q_e	Facteur de qualité électrique	1
Q_{ms}	Facteur de qualité mécanique	1
Q_t	Facteur de qualité total	1
R_e	Résistance équivalent aux pertes dans le moteur	Ω
R_g	Résistance interne	Ω
R_{ab}	Résistance acoustique d'une enceinte	$Pa.s.m^{-3}$
S_d	Surface projetée	m^2
S_i	Aire de chaque paroi i	m^2
Z_c	Impédance acoustique caractéristique	$Pa.s.m^{-1}$

Pierre-Jean René

Né en octobre 1978 à Sète (Hérault), France. En 2001, il a reçu le diplôme d'Ingénieur en Mécanique de l'Institut National des Sciences Appliquées (INSA) de Rouen, France.

Assistant-doctorant depuis Avril 2002 au Laboratoire d'Electromagnétisme et d'Acoustique (LEMA) de l'Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne sur le thème de l'interaction électroacoustique dans les espaces clos. Il a été auparavant assistant de recherche pendant 6 mois et stagiaire au LEMA en partenariat avec l'entreprise Relec à Yverdon (Suisse), pendant 5 mois. Ses fonctions au sein du LEMA ont recouvert des projets internes et externes en analyse vibratoire, expertises acoustiques, lutte active contre le bruit et développement de système haut-parleur pour les projets SilenceR et Teria. Deux actes de congrès (SFA 2004 et ICSV12 2005) résument ses travaux intermédiaires concernant le projet de recherche.

Il est aussi membre de l'Audio Engineering Society (AES) et de la Société Suisse d'Acoustique (SSA).

